

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ХИМИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
ИМ. Н.Н. СЕМЕНОВА РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

УДК 534.222.2

*На правах рукописи*

**ЗАНГИЕВ АЛАН ЭЛЬБРУСОВИЧ**

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА  
В ПРЯМОТОЧНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ**

1.3.17 – химическая физика, горение и взрыв,  
физика экстремальных состояний вещества

диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико–математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико–математических наук  
Иванов Владислав Сергеевич

Москва 2023

**СОДЕРЖАНИЕ**

|  |    |
|--|----|
| ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ.....   | 5  |
| ВВЕДЕНИЕ.....  | 7  |
| ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....   | 12 |
| ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ.....  | 24 |
| 2.1 Физико-математическая модель турбулентного реагирующего течения.....                                       | 24 |
| 2.2 Моделирование химических реакций окисления топлива.....  | 25 |
| 2.2.1 Метод явного выделения фронта пламени.....   | 26 |
| 2.2.2 Алгоритм метода частиц.....  | 28 |
| 2.2.3 Кинетика окисления водорода.....   | 31 |
| 2.2.4 Кинетика окисления пропана.....  | 32 |
| 2.2.5 Кинетика окисления жидкого горючего.....   | 33 |
| 2.2.6 Источниковые члены межфазного обмена.....  | 36 |
| 2.2.7 Численное решение.....   | 39 |
| 2.2.8 Конечно–объемный алгоритм.....   | 39 |
| ГЛАВА 3. РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ИМПУЛЬСНО–ДЕТОНАЦИОННОМ ДВИГАТЕЛЕ..... | 44 |
| 3.1 Расчеты модельного ИДД.....  | 45 |
| 3.2 Разработка экспериментального образца ИДД.....   | 47 |
| 3.2.1 Расчетные исследования смешения и зажигания в экспериментальном образце ИДД.....                         | 47 |

|   |   |     |
|---|---|-----|
| 3.2.2   | Расчеты различных вариантов повышения уровня турбулентности на участке ускорения пламени в детонационной трубе ИДД..... | 57  |
| 3.2.3   | Анализ влияния активных добавок к жидкому горючему.....   | 62  |
| 3.3   | Экспериментальные исследования рабочего процесса в ИДД.....   | 65  |
| 3.3.1   | Экспериментальный образец ИДД, испытательный стенд и система регистрации.....   | 65  |
| 3.3.2   | Результаты бросковых испытаний.....   | 69  |
| ГЛАВА 4. РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В НЕПРЕРЫВНО–ДЕТОНАЦИОННОМ ДВИГАТЕЛЕ..... |   | 71  |
| 4.1   | Прямоточный НДД.....  | 71  |
| 4.1.1   | Разработка облика НДД.....  | 72  |
| 4.1.2   | Результаты расчета характеристик прямоточного НДД.....  | 75  |
| 4.2   | Экспериментальный образец прямоточного НДД.....   | 80  |
| 4.2.1   | Макет демонстратор НДД.....   | 80  |
| 4.2.2   | Результаты испытаний НДД при $M = 2.0$ .....  | 84  |
| 4.2.3   | Результаты испытаний НДД при $M = 1.5$ .....  | 89  |
| 4.2.4   | Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными .....   | 93  |
| 4.2.5   | Результаты испытаний НДД при $M = 0.9$ и $M = 2.5$ .....  | 94  |
| 4.3   | Оптимизация схемы НДД 2.0.....  | 96  |
| 4.3.1   | Расчетные исследования.....   | 96  |
| 4.3.2   | Модернизированный экспериментальный образец НДД.....  | 102 |

|   |     |
|---|-----|
| 4.3.3 Результаты испытаний модернизированного НДД при<br>M = 1.5..... | 104 |
| 4.3.4 Результаты испытаний модернизированного НДД при<br>M = 2.0..... | 107 |
| 4.3.5 Результаты испытаний модернизированного НДД при<br>M = 2.5..... | 111 |
| ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....                                     | 117 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....  | 118 |

**ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ**

АТ — аэродинамическая труба

БПЛА — беспилотный летательный аппарат

ВЗУ — воздухозаборное устройство

ГТД — газотурбинный двигатель

ДВ — детонационная волна

ДКМ — детальный кинетический механизм

ДРД — детонационный ракетный двигатель

ЖРД — жидкостный ракетный двигатель

ИДД — импульсный детонационный двигатель

КИВ — коэффициент избытка воздуха

КПД — коэффициент полезного действия

КС — камера сгорания

МД — макет демонстратор

МЧ — метод частиц

НДД — непрерывно–детонационный двигатель

НДКС — непрерывно–детонационная камера сгорания

НСД — непрерывная спиновая детонация

ОК — обратный клапан

ПГ — природный газ

ПГД — переход горения в детонацию

ППД — продольно–пульсирующая детонация

СПГ — сжиженный природный газ

ТВС — топливно–воздушная смесь

ТРД — турбореактивный двигатель

УВ — ударная волна

УИ — устройство–изолятор

ЯВП — явное выделение фронта пламени

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность темы исследования.** В настоящее время энергоэффективность силовых установок с традиционными камерами сгорания (КС) на медленном горении практически достигла своего максимума, а дальнейшее повышение характеристик требует привлечения значительных капитальных вложений. В связи с этим сильно возрос интерес к использованию новых принципов организации горения, в том числе детонационного. Использование импульсно–детонационных двигателей (ИДД) и непрерывно–детонационных двигателей (НДД) рассматривается сегодня как один из возможных путей повышения энергоэффективности ракетных, прямоточных и газотурбинных двигателей. Активно ведется разработка вычислительных методов, позволяющих существенно сократить затраты при проектировании экспериментальных образцов силовых установок с детонационными КС и определить области применения таких КС в новой технике. Также ведется большое количество экспериментальных работ по решению фундаментальных и прикладных проблем, возникающих при создании ИДД и НДД.

**Цель и задачи исследования.** Основная цель исследования – найти способы организации эффективного рабочего процесса в прямоточных воздушно реактивных импульсно–детонационных и непрерывно–детонационных двигателях.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие задачи:

1. Провести многомерные газодинамические расчеты внутренних и внешних течений в перспективных прямоточных воздушно–реактивных детонационных двигателях с учетом вкладов фронтальных и объемных химических превращений для описания переходных процессов горения и детонации.

2. На основе многовариантных численных расчетов разработать облик макета-демонстратора прямоточного воздушно–реактивного импульсно–детонационного двигателя на жидком углеводородном горючем для условий дозвукового полета и провести его стендовые и бросковые полетные испытания.

3. Используя результаты многовариантных численных расчетов, разработать облик макета–демонстратора прямоточного воздушно–реактивного непрерывно-детонационного двигателя на водороде для условий сверхзвукового полета и провести его стендовые испытания.

**Научная новизна.** В диссертации получены следующие новые научные результаты:

1. Впервые на основе многовариантных численных расчетов разработан макет–демонстратор прямоточного воздушно–реактивного импульсно-детонационного двигателя на жидком горючем, который испытан как на экспериментальном стенде, так и в условиях реального дозвукового полета в составе беспилотного летательного аппарата.

2. Разработанный на основе многовариантных численных расчетов компактный демонстратор прямоточного воздушно–реактивного непрерывно-детонационного двигателя на водороде впервые испытан в условиях обдува сверхзвуковым воздушным потоком.

3. Впервые доказана возможность применения НДД при низких скоростях сверхзвукового набегающего воздушного потока (ниже  $M = 1.5$ ), недостижимых при использовании прямоточных воздушно–реактивных двигателей на медленном горении.

**Теоретическая и практическая значимость работы.** Созданы научные основы проектирования прямоточных воздушно-реактивных двигателей нового поколения с детонационным циклом сжигания топлива. Такие двигатели обладают новыми характеристиками, недостижимыми при использовании классических схем организации рабочего процесса. Разработанные методы физико-математического моделирования рабочего процесса с учетом вкладов фронтальных и объемных химических превращений можно использовать при проектировании и оптимизации как существующих, так и перспективных воздушно-реактивных двигателей. Созданные в работе макеты-демонстраторы прямоточных воздушно-реактивных двигателей могут быть использованы в качестве прототипов при проведении дальнейших НИОКР и ОКР предприятиями промышленности. Результаты работы



стали основой широкой научно–технической кооперации с предприятиями промышленности АО «УЗГА», ОКБ им. А. Люльки, АО «Климов», ГНЦ ФГУП «ЦИАМ им П.И. Баранова, ЦАГИ, ПАО ТМКБ «Союз», ИТПМ СО РАН и др. организациями АО «ОДК» и АО «КТРВ».

**Методы исследования.** Используемая в диссертации физико–математическая модель основана на фундаментальных уравнениях сохранения массы, количества движения и энергии для нестационарного, многомерного, многофазного, сжимаемого, турбулентного реагирующего течения. Уравнения дополнены апробированными подсеточными моделями химических превращений, основанными на методе явного выделения фронта пламени для фронтального режима горения (ламинарное и турбулентное пламя) и методе Монте–Карло для описания объемных реакций (предпламенное самовоспламенение, детонация). Для экспериментального исследования ИДД и НДД используются уникальные экспериментальные стенды и демонстрационные образцы двигателей с оригинальной системой регистрации рабочего процесса, основанной на использовании ионизационных зондов и датчиков пульсаций давления.

#### **Положения, выносимые на защиту.**

1. Учет вкладов фронтальных и объемных химических превращений позволяет моделировать переходные процессы горения и детонации в прямоточных воздушно-реактивных детонационных двигателях.

2. Возможно создание энергоэффективного дозвукового прямоточного воздушно-реактивного импульсно-детонационного двигателя простой конструкции.

3. Возможно создание малоразмерного эффективного прямоточного воздушно-реактивного непрерывно-детонационного двигателя с положительной эффективной тягой при скорости набегающего потока с числами Маха от 1.5 до 2.5.

**Степень достоверности полученных результатов.** Результаты физико–математического моделирования проверены путем прямого сравнения расчетных и экспериментальных данных, в том числе полученных в исследованиях, представленных в диссертации. Результаты экспериментальных исследований

подтверждены использованием апробированных методов регистрации рабочего процесса и характеристик двигателей.

**Личный вклад автора.** Соискатель принимал непосредственное участие в постановке задач, настройке и проведении расчетов, обработке и анализе результатов, оптимизации обликов двигателей и разработке их экспериментальных образцов, проведения испытаний, обработке и анализе экспериментальных данных, написании статей и подготовке публикаций.

**Апробация работы.** Ключевые результаты диссертационной работы докладывались на: ежегодных конференциях Отдела горения и взрыва ФИЦ ХФ РАН (г. Москва, Россия 2012 – 2018); ежегодных научных сессиях НИЯУ МИФИ (г. Москва, Россия 2012–2015); Международных коллоквиумах по импульсной и непрерывной детонации ICPCD (г. Будва, Республика Черногория 2012; г. Пушкин, Россия 2014; г. Санкт – Петербург, Россия 2016, 2018); Международном семинаре по горению и взрыву COMBEX (г. Рамзау, Австрия 2013); Международных коллоквиумах по физике ударных волн, горения и детонации (г. Минск, Беларусь 2013, 2015).

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 7 печатных работ. Статей, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК – 6.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, формулировки основных результатов и выводов, списка сокращений и списка цитируемой литературы. Работа изложена на 135 страницах и содержит 69 рисунков, 17 таблиц и библиографию из 152 наименований.

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

Существует два режима распространения фронта реакции горения в пространстве. Реакция, вызванная небольшим местным источником зажигания в условиях, далеких от условий самовоспламенения горючей смеси, распространяется в режиме медленного горения – самоподдерживающегося непрерывного процесса распространения пламени со скоростью  $u_n$ , который также называют дефлаграцией. Скорость  $u_n$  намного меньше скорости звука, поэтому такое горение происходит почти при постоянном давлении.

Наряду с дефлаграцией существует и механизм быстрого распространения фронта реакции, называемого детонацией. Это явление было открыто Маляром и Ле–Шателье (1881), а также Бертелло и Вьейем (1881), причем это произошло гораздо позже начала исследований медленного горения. Детонация в трубе, заполненной реакционноспособной смесью, обычно возникает, если организовать быстрое местное выделение достаточно большого количества энергии. Фронт детонационной волны (ДВ) представляет собой сильную ударную волну, нагревающую газ до высокой температуры, при которой химическая реакция протекает в режиме самовоспламенения с выделением теплоты в очень узкой зоне. Продукты реакции постепенно расширяются как в самой зоне, так за пределами этой зоны.

В 1940 г. Я. Б. Зельдович предложил в качестве альтернативы медленному горению использовать в энергетических установках быстрое детонационное горение [1] и показал, что термодинамическая эффективность цикла с детонационным горением превышает эффективность не только цикла с горением при постоянном давлении, но и эффективность цикла горения при постоянном объеме.

Сегодня известны две основные схемы организации детонационного сжигания горючей смеси: в периодических ДВ, бегущих вдоль КС (ИДД) [2–8], и в ДВ, непрерывно циркулирующих в КС (НДД). Схема с ИДД в настоящее время рассматривается при разработке энергоэффективных энергетических установок, [9, 10], прямооточных воздушно–реактивных двигателей [11–14] и ракетных

двигателей малой тяги [15–20]. В данной схеме КС работает в импульсном режиме, при котором она периодически заполняется горючей смесью, а далее тем или иным способом происходит инициирование детонации. После сгорания смеси и истечения продуктов детонации цикл заполнения и инициирования детонации в горючей смеси повторяется. Для предотвращения выбросов продуктов детонации через воздухозаборное устройство (ВЗУ) в конструкции ИДД предусматривается механический или газодинамический клапан. По оценкам, полученным в расчетных и экспериментальных работах [21–27], воздушно–реактивные ИДД имеют максимальную эффективность для дозвуковых скоростей полета, однако и для условий сверхзвукового полета возможно достижение положительной эффективной тяги. Авторами [28] впервые сообщалось о создании силовой установки с импульсным детонационным двигателем и ее полетных испытаниях.

В работе [29] проведены расчетные исследования характеристик ИДД, работающего на газообразном пропане, в широком диапазоне чисел Маха полета. В конструкции ИДД предусмотрен механический клапан мгновенного действия. Важнейший результат расчетов ИДД для чисел Маха от 0.4 до 0.8 – доказательство потенциальной возможности реализации циклического импульсно–детонационного рабочего процесса в ИДД при полете с положительной эффективной тягой. В таблице 1 представлены результаты расчетов для дозвуковых чисел Маха полета. Чтобы определить силу тяги, создаваемую ИДД, необходимо было рассчитать силу его аэродинамического сопротивления в полете. Расчеты показали, что удельный импульс ИДД при дозвуковом полете на малых высотах достигает 1470 с, что приблизительно вдвое выше, чем удельный импульс пульсирующего двигателя ФАУ–1 ( $\approx 700$  с) времен Второй мировой войны, работающего на медленном (дефлаграционном) горении. В отличие от классического прямоточного двигателя, эффективность которого в дозвуковом полете чрезвычайно мала, ИДД в условиях такого полета на малых высотах может работать достаточно эффективно. Разумеется, предположение о мгновенном срабатывании механического клапана приводит к переоценке эффективности ИДД, однако последующие экспериментальные исследования показали, что конечное

время открытия/закрытия клапана приводит к снижению удельного импульса не более, чем на 25%.

Таблица 1. Результаты расчетов частоты рабочего процесса  $f$ , силы тяги  $R$ , удельного импульса по расходу горючего  $I_{y\delta}$ , удельной тяги по расходу воздуха  $R_{y\delta}$ , удельного расхода горючего  $C_{y\delta}$ , массового расхода горючего  $m_f$  для чисел Маха полета  $M$  [29]

| $Z^*$ ,<br>км | $P_a^{**}$ ,<br>МПа | $T_a^{***}$ ,<br>К | $f$ ,<br>Гц | $R$ , Н | $I_{y\delta}$ , с | $R_{y\delta}$ ,<br>кН/(кг/с) | $C_{y\delta}$ ,<br>кг/(Н·ч) | $m_f$ ,<br>г/с |
|---------------|---------------------|--------------------|-------------|---------|-------------------|------------------------------|-----------------------------|----------------|
| $M = 0.4$     |                     |                    |             |         |                   |                              |                             |                |
| 0             | 0.101               | 288.2              | 39          | 161     | 1490              | 0.92                         | 0.25                        | 11             |
| 1             | 0.090               | 281.7              | 38          | 156     | 1590              | 0.95                         | 0.24                        | 10             |
| 2             | 0.080               | 275.2              | 40          | 138     | 1560              | 0.93                         | 0.25                        | 9              |
| $M = 0.6$     |                     |                    |             |         |                   |                              |                             |                |
| 0             | 0.101               | 288.2              | 57          | 225     | 1530              | 0.99                         | 0.23                        | 15             |
| 1             | 0.090               | 281.7              | 54          | 197     | 1540              | 0.94                         | 0.24                        | 13             |
| 2             | 0.080               | 275.2              | 56          | 171     | 1450              | 0.92                         | 0.25                        | 12             |
| $M = 0.8$     |                     |                    |             |         |                   |                              |                             |                |
| 0             | 0.101               | 288.2              | 75          | 263     | 1460              | 0.91                         | 0.25                        | 18             |
| 1             | 0.090               | 281.7              | 70          | 230     | 1460              | 0.92                         | 0.25                        | 15             |
| 2             | 0.079               | 275.2              | 70          | 205     | 1450              | 0.91                         | 0.25                        | 14             |
| 3             | 0.070               | 268.7              | 70          | 185     | 1460              | 0.91                         | 0.25                        | 13             |
| 5             | 0.054               | 255.7              | 70          | 144     | 1460              | 0.91                         | 0.25                        | 10             |
| 8             | 0.036               | 236.2              | 70          | 104     | 1520              | 0.95                         | 0.24                        | 7              |
| 10            | 0.027               | 223.3              | 65          | 79      | 1520              | 0.95                         | 0.24                        | 5              |

\*  $Z$  – высота полета

\*\*  $P_a$  – атмосферное давление

\*\*\*  $T_a$  – температура атмосферного воздуха

На рисунке 1 представлены расчетные зависимости эффективной тяги (мгновенной суммарной силы), действующей на все твердые поверхности двигателя от времени, в четырех–пяти рабочих циклах при полете ИДД с числом Маха 0.8 на высоте 500 м. Видно, что при дозвуковом полете средняя эффективная тяга (среднее интегральное значение суммарной силы, действующей на ИДД за один цикл) существенно положительна, т.е. ИДД должен двигаться с ускорением. Также расчеты показывают, что тяга в первом цикле работы ИДД оказывается выше последующих циклов. Повторяемость циклов достигается, начиная со второго цикла. Различие в параметрах первого и последующих циклов связано с различными начальными условиями цикла: в первом цикле труба ИДД заполнена холодным воздухом, тогда как в последующих циклах – оставшимися расширенными продуктами горения и детонации.

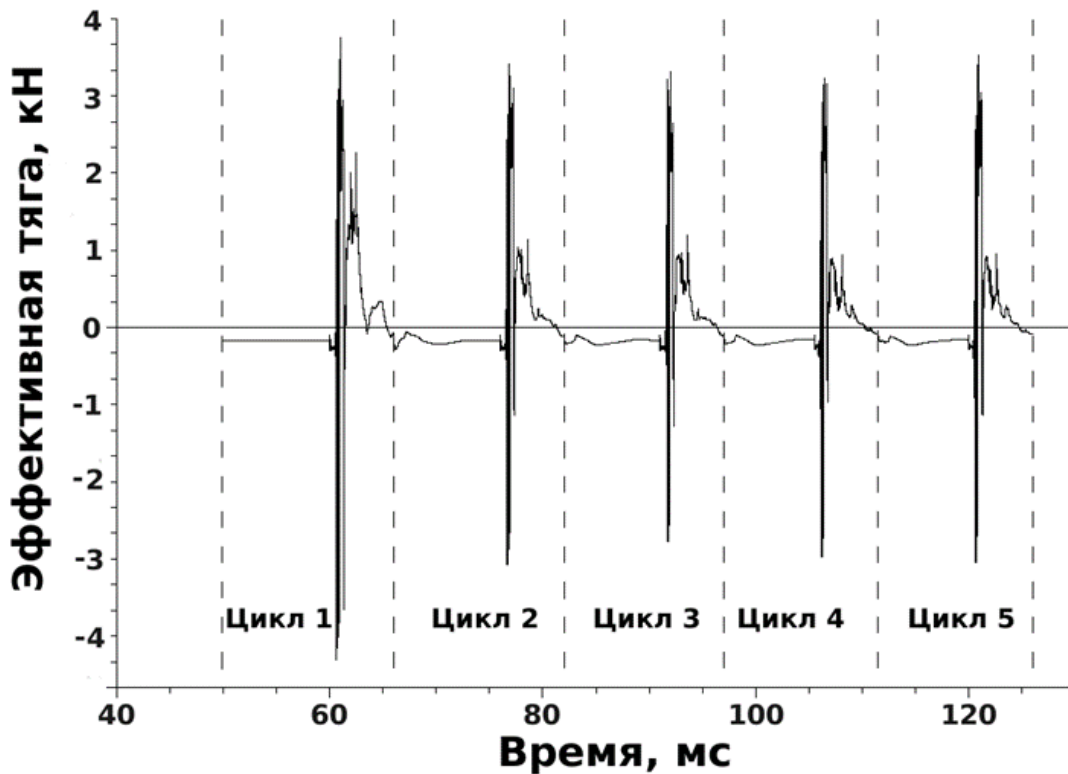


Рисунок 1. Расчетные зависимости эффективной тяги (мгновенной суммарной силы), действующей на все твердые поверхности двигателя от времени, в пяти рабочих циклах при полете ИДД с числом Маха 0.8 на высоте 500 м [29]

Основные ограничения ИДД связаны с наличием в них подвижных частей (клапаны) и со скважностью рабочего процесса. Схема с НДД лишена данных недостатков ввиду непрерывного рабочего процесса и в настоящее время считается наиболее перспективной для дальнейшего совершенствования газотурбинных двигателей (ГТД), жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) и прямоточных схем.

В 1959 г. Б.В. Войцеховский впервые показал возможность организации сжигания горючей смеси в непрерывно–детонационном режиме в плоском кольцевом канале [30] (плоскорadiaльная КС). В работах [30, 31] фронт детонационной волны непрерывно распространялся в одном направлении вдоль окружности кольцевого канала. Свежая газовая смесь поступала в КС в радиальном направлении, а продукты детонации удалялись из КС через внешний кольцевой канал. Регистрация детонации в кольцевом зазоре производилась через верхнюю стеклянную стенку КС. После прохождения фронта ДВ мимо одной из точек кольца сгоревшая смесь немедленно начинала вытесняться вновь поступающей смесью, которая занимала область кольцевого клина с вершиной за фронтом и с основанием, совпадающим с тем же фронтом в случае одноголовой детонации и с фронтом, распространяющимся позади первого, при наличии нескольких фронтов, идущих в одном направлении. Диаметр канала подбирался таким образом, чтобы за время одного оборота ДВ или группы волн смесь успевала обновляться.

Плоскорadiaльная конструкция КС имеет ряд конструктивных ограничений, поэтому в настоящее время в основном рассматриваются кольцевые цилиндрические КС. КС представляет собой кольцевой канал, образованный стенками двух коаксиальных цилиндров одинаковой длины. Подача компонентов горючего в кольцевой зазор осуществляется через форсуночную головку, ограничивающую КС с одной стороны.

Организовать горение в такой КС можно по схеме Войцеховского, когда смесь сгорает в ДВ, бегущих в одном (тангенциальном) направлении вдоль днища кольцевого канала. В этом случае ДВ сжигает горючую смесь, вновь поступившую в КС в «хвосте» за передней волной или за время своего оборота по окружности кольцевого канала.

В детонационной волне горение топливной смеси происходит в режиме самовоспламенения. Так как сжигание топливной смеси происходит за фронтом лидирующей ударной волны при повышенном давлении, термодинамический коэффициент полезного действия (КПД) цикла повышается на 10–15% по сравнению с циклом горения при постоянном давлении [1]. В настоящее время активно ведется разработка детонационных КС для повышения энергоэффективности воздушно–реактивных и ракетных двигателей, а также промышленных силовых установок.

Впервые режим детонационного сгорания в кольцевой цилиндрической КС был получен в [32], где было обнаружено, что число ДВ в установившемся режиме росло с увеличением расхода газа, а количество волн устанавливалось самопроизвольно. Скорость ДВ в кольцевом зазоре была меньше скорости ДВ, распространяющейся в трубе. Например, в эксперименте с метано–кислородной смесью видимая скорость детонации составила  $D = 1400–1900$  м/с вместо 2400 м/с. Пониженная скорость детонации в цилиндрическом зазоре объяснялась боковым расширением продуктов детонации в полуограниченном пространстве КС.

В работе [33] было исследовано влияние геометрии КС на режимы непрерывно–детонационного сжигания кислородных смесей ацетилена, метана и пропана. Было показано, что пересжатие кольцевого зазора на выходе из КС с уменьшением площади выходного сечения в 4 раза приводило к затуханию ДВ в метано–кислородной смеси и переходу рабочего процесса в КС к режиму с акустическим вибрационным горением. В экспериментах с ацетиленокислородной смесью наблюдался процесс с несколькими встречными ДВ, периодически отражавшимися друг от друга. Отметим, что максимальная длительность экспериментов в [33] составляла всего 0.3 с.

Авторами [34] впервые был реализован устойчивый непрерывно–детонационный процесс сжигания топливно–воздушной смеси (ТВС) в КС дискообразной формы. В непрерывно–детонационном режиме сжигались смешанные с воздухом водород, метан и распылы жидких керосина и дизельного топлива. В 2017 г. впервые был успешно испытан прямоточный двигатель с



детонационным горением жидкого углеводородного топлива и воздуха [35], а затем непрерывно–детонационная форсажная КС для турбореактивного двигателя (ТРД) [36, 37]. Также непрерывно–детонационное горение керосина было получено в лабораторной КС [38].

В России и за рубежом активно ведутся исследования влияния геометрии КС, условий подачи топливных компонентов, выходного сопла и др. на режимы непрерывно–детонационного горения. Например, в [39] было показано, что за счет вращательного движения топливной смеси можно значительно повысить давление на периферии КС и снизить порог инициирования детонации.

В работе [40] были проведены эксперименты, в которых определена область существования непрерывной детонации в ацетилено–воздушной и водородно–воздушной смесях в зависимости от давления в коллекторе воздуха, давления в КС и противодавления. Вблизи пределов существования непрерывно–детонационного горения начинали проявляться нерегулярность ДВ и их ослабление, а также возрастала роль выгорания смеси в турбулентном пламени на контактной границе между свежей смесью и продуктами горения. В ряде экспериментов показано, что при хорошем смесеобразовании наблюдалась стабильность скорости ДВ и их структуры в широком диапазоне составов топливной смеси. Авторами [41] были реализованы режимы непрерывной спиновой и радиальной пульсирующей детонации угольно–воздушной смеси с добавками водорода в плоскорadiaльной КС (менее 5% к расходу угля и 1% к расходу воздуха).

Анализ экспериментов [30–41] и других работ по исследованию непрерывно–детонационного горения в кольцевых и дисковых КС [42–60] позволяет предположить, что для применения таких КС в практических энергопреобразующих устройствах нет никаких фундаментальных ограничений. Например, в [43] было показано, что использование детонационной КС вместо классической с дефлаграционным горением позволяет увеличить удельный импульс детонационного ракетного двигателя (ДРД) по сравнению с обычным ЖРД на 13–15%. При этом снижаются требования к давлению за турбонасосным агрегатом и уменьшаются размеры КС и сопла.

Совместно с развитием исследований по применению детонационного горения в различных силовых установках происходит и развитие методов математического моделирования импульсно–детонационного и непрерывно–детонационного горения. Первые вычислительные модели для исследования рабочего процесса в кольцевых детонационных КС были основаны на двумерных уравнениях течения невязкого нетеплопроводного реагирующего газа [61]. В этих расчетах кольцевая КС «разрезается» по образующей, параллельной оси камеры, и «разворачивается» на плоскость, а на образованных боковых границах ставятся периодические граничные условия. Двумерное приближение существенно упрощает картину течения, исключая из рассмотрения дифракцию ДВ на искривленных поверхностях КС и многие другие эффекты, связанные с конструкцией входных устройств. Различия в двумерных и трехмерных расчетах впервые были представлены в работе [62]. В настоящее время двумерные расчеты, как правило, используются для грубого, предварительного анализа перспективности использования КС выбранной геометрии и для поиска путей снижения термодинамических потерь. Например, в работе [63] с помощью двумерных невязких расчетов было доказано, что рабочий процесс в КС соответствует термодинамическому циклу Зельдовича.

Современные вычислительные технологии основаны на трехмерных уравнениях течения в детонационных КС. В работах [64–93] были разработаны вычислительные методики, основанные на трехмерных уравнениях Эйлера. Авторами [64] был использован эффективный метод динамического сгущения расчетной сетки в областях с большими градиентами параметров течения. Основной недостаток технологий, применявшихся в [64–73], – это использование уравнений течения невязкого нетеплопроводного газа, что исключает возможность моделирования процессов смешения топливных компонентов и горения вещества на контактной границе свежей смеси с продуктами детонации. Так, авторами [61] были проведены расчеты на основе уравнений Эйлера для гомогенных газовых смесей. Организация смешения компонентов горючей смеси имеет определяющее влияние на устойчивость непрерывно–детонационного горения в КС. Поэтому

рабочий процесс в ИДД и НДД необходимо проводить с учетом конечных скоростей турбулентно–молекулярного смешения компонентов горючей смеси и химических превращений. В ФИЦ ХФ РАН был разработан программный комплекс, позволяющий проводить полное моделирование и оптимизацию импульсно–детонационных и непрерывно–детонационных КС, основанный на методе Монте–Карло («методе частиц»), позволяющий моделировать молекулярное смешение [94–97]. Кроме того, для моделирования условий работы ИДД разработана физико–математическая модель горения, основанная на комбинированном применении метода явного выделения фронта пламени и метода частиц, которая может использоваться для моделирования процессов перехода горения в детонацию (ПГД) и распространения детонации в гомогенных и гетерогенных средах [98–100]. Разработанные в ФИЦ ХФ РАН методы использовались и в данной работе, и более подробно они будут описаны в главе 2 диссертации.

В работе [101] был представлен обзор современного состояния экспериментальных исследований непрерывной детонации ТВС. В книге [102] изложены результаты многолетних систематических экспериментальных и численных исследований непрерывной спиновой детонации (НСД) различных топлив в КС типа жидкостных ракетных и воздушно–реактивных двигателей, которые проводились в ИГИЛ СО РАН. В качестве горючего и окислителя выступали как газообразные компоненты, так и жидкий кислород и/или жидкое горючее. Получены зависимости влияния геометрических параметров КС, схем организации смешения, присоединения сопловых устройств, влияния различных физико–химических факторов на структуру ДВ и течения в рассматриваемых КС. В результате большого количества экспериментов с различными смесями горючего и окислителя в [102] были получены следующие обобщающие соотношения для основных геометрических параметров кольцевых КС:

высота ДВ равна

$$h = (12 \pm 5)a, \quad (1)$$

где  $a$  – размер детонационной ячейки;

минимальный диаметр КС

$$d_{MIN} = hK/\pi, \quad (2)$$

где  $K = 7$  для газообразного окислителя, и  $K = 10-14$  для смесей жидкого окислителя и горючего;

минимальная длина КС

$$L_{MIN} = 2h, \quad (3)$$

минимальный размер щелевого зазора

$$\Delta_{MIN} = 0.2h. \quad (4)$$

Следует отметить, что полученные авторами [102] соотношения хорошо работают только для КС с большими перепадами давления на форсунках подачи топлива и окислителя. При уменьшении перепада давления прохождение ДВ над форсунками подачи топливных компонентов начинает оказывать значительное влияние на смесеобразование и течение в коллекторах подачи компонентов топлива. В результате при изменении условий подачи горючей смеси выполнение соотношений (1)–(4) становится необязательным, что было показано в работах [36, 37, 103].

В дополнение к исследованиям непрерывно–детонационного горения применительно к ГТД, в настоящее время активно рассматривается использование детонационных КС в прямоточных воздушно–реактивных двигателях, в том числе в КС со сверхзвуковым течением. Так как детонационное горение распространяется со сверхзвуковой скоростью, практическая реализация таких КС представляется возможной.

Одними из первых опубликованных исследований в этом направлении являются работы Китайского института оборонных технологий [104, 105]. Авторами [104] были проведены эксперименты с демонстрацией рабочего процесса с НСД в цилиндрической КС диаметром 108 мм и длиной 210 мм с кольцевым зазором шириной 14 мм, работающей на водородно–воздушной смеси. Воздух с температурой торможения до 860 К подавался в камеру через присоединенный воздухопровод, воссоздававший условия полета с числом Маха  $M = 4.0$ . В работе [105] были испытаны модели прямоточного двигателя с детонационной КС при

условиях свободного обдува в аэродинамической трубе, имитирующей полет с числом Маха  $M=4.5$  на высоте 18.5 км. Полная температура на входе в двигатель составляла 1090 К и обеспечивалась огневим нагревателем воздуха. Диаметр рабочей части двигателя составлял 120 мм, а длина 660 мм, из которой 360 мм – длина КС. На выходе из КС устанавливалось сопло. В качестве топлива использовался водород. Двигатель был установлен в рабочей части аэродинамической трубы с возможностью измерения тягового усилия.

Авторами [106, 107] были проведены исследования непрерывно–детонационного горения водорода в макете–демонстраторе воздушно–реактивного ИДД в диапазоне чисел Маха набегающего воздушного потока от 4.0 до 8.0 и температуре торможения 300 К, а также при числе Маха набегающего воздушного потока  $M=5.7$  и реально соответствующей выбранному числу Маха температуре торможения 1500 К. Макет–демонстратор имел диаметр КС 310 мм и общую длину, включая воздухозаборное устройство, около 1000 мм. В отличие от [105], в работах [106, 107] были впервые получены данные о возможности создания воздушно–реактивного ИДД с положительной эффективной тягой и удельным импульсом по топливу (водород) до 3600 с. Таким образом, в работах [106, 107] была показана принципиальная возможность создания воздушно–реактивного ИДД, проведены исследования влияния площади перекрытия сопла при выходе КС на рабочий режим и получены тяговые характеристики модельного двигателя.

Из приведенного выше обзора литературы можно сделать следующие выводы:

1. К настоящему времени, несмотря на достаточно глубокое изучение принципов организации рабочего процесса в ИДД, сведений о практическом применении ИДД в литературе пока нет, хотя имеются реальные возможности создания ИДД с быстрым ПГД на любой топливной паре вплоть до ТВС метана.

2. Структура течения, условия существования и основные свойства непрерывной детонации на сегодняшний день известны достаточно хорошо. Проведен анализ геометрических и физико–химических параметров, определяющих непрерывную детонацию топливно–кислородных смесей (с

газообразными, жидкими и твердыми горючими) и ТВС водорода и углеводородов вплоть до керосина. Проведены экспериментальные исследования непрерывной детонации в плоскорадиальных КС диаметром от 20 мм до 500 мм с истечением продуктов к периферии и к центру КС.

3. В литературе имеются сведения о разработанных физико–математических моделях горения для исследования процессов ПГД, стационарного распространения детонации, смешения, формирования и распространения непрерывно–детонационного рабочего процесса в кольцевых КС.

4. В настоящее время активно ведутся работы по созданию и испытаниям макетов–демонстраторов двигателей с детонационным горением и поиску возможностей их применения в энергетических установках различного назначения, в том числе для создания новой техники.

## ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ

В данной главе приведено математическое описание турбулентного реагирующего течения. Обсуждаются модели течения газа, химических превращений в газовой фазе, схемы межфазных взаимодействий, а также методы численного решения системы газодинамических уравнений.

### 2.1 Физико–математическая модель турбулентного реагирующего течения

Математическая модель многофазного турбулентного реагирующего течения газа основана на дифференциальных уравнениях сохранения массы, количества движения и энергии, записанных для контрольного объема [108, 109]. При численной реализации алгоритма такой подход позволяет использовать неструктурированные расчетные сетки.

Уравнения Навье–Стокса описывают движение элемента газа как для ламинарного, так и для турбулентного потока. Для турбулентных течений поведение скорости в одной из точек стационарного течения носит нерегулярный, неповторяющийся характер, несмотря на то что средняя скорость потока остается постоянной. При решении прикладных задач важно знать средние поля скорости, энергии, плотности и т.д., а также поля средних параметров турбулентности течения. Усредненные уравнения течения получаются в результате разложения параметров течения на средние и пульсационные значения (разложение по Рейнольдсу) и их можно записать следующим образом:

усредненное уравнение Навье–Стокса

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\tau_{ij} - \rho \overline{U'_i U'_j}] + S_m, \quad (5)$$

усредненное уравнение сохранения энергии

$$\rho \frac{DI}{Dt} = \rho \frac{\partial I}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial I}{\partial x_j} = \rho \dot{Q} + \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} U_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + S_e, \quad (6)$$

усредненное уравнение неразрывности компонент

$$\rho \frac{DY_l}{Dt} = \rho \frac{\partial Y_l}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial Y_l}{\partial x_j} = \rho \dot{r}_l + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \rho D_l \frac{\partial Y_l}{\partial x_j} - \rho \overline{Y'_l U'_j} \right) + S_Y, \quad (7)$$

где  $t$  – время,  $x_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) – декартовы координаты,  $\rho$  – средняя плотность,  $P$  – среднее давление,  $\mu$  – коэффициент динамической вязкости,  $U_i$  –  $i$ -я компонента вектора средней скорости,  $U'_i$  –  $i$ -я компонента вектора пульсационной скорости,  $\tau_{ij}$  – тензор вязких напряжений,  $I = H + 0.5 \sum_i U_i^2$  – средняя полная энтальпия ( $H$  – средняя статическая энтальпия),  $\lambda$  – коэффициент молекулярной теплопроводности,  $T$  – средняя статическая температура,  $Y_l$  ( $l = 1, \dots, N$ ) – средняя массовая доля  $l$ -го компонента в газовой смеси ( $N$  – полное количество компонентов в газовой смеси),  $D_l$  – коэффициент молекулярной диффузии  $l$ -го компонента газовой смеси,  $Y'_l$  – пульсационная составляющая массовой доли  $l$ -го компонента,  $\dot{r}_l$  и  $\dot{Q}$  – средние источники массы и энергии вследствие химических превращений. Источники  $S_m$ ,  $S_e$  и  $S_Y$  описывают межфазное взаимодействие газа и капель жидкого горючего.

Для моделирования потоков используется аналогия между уравнениями для турбулентного и молекулярного потоков количества движения, тепла и компонентов смеси. Это позволяет представить турбулентные коэффициенты переноса в виде эффективных значений:

$$D_{eff}^{(i)} = D^{(i)} + D_t^{(i)}, \quad \alpha_{eff} = \alpha + \alpha_t, \quad \mu_{eff} = \mu + \mu_t, \quad (8)$$

где  $\alpha = \lambda/\rho C_p$  – коэффициент температуропроводности. Для замыкания неизвестных членов в уравнениях (5)–(7) используется хорошо известная  $k - \varepsilon$  модель турбулентности [109]. При течении вязкого газа его скорость на твердой стенке равна нулю. Уравнения турбулентного течения, записанные для высоких чисел Рейнольдса, не могут описывать течения в пристеночной области. Поэтому в расчетах для описания ламинарного пограничного слоя вводятся пристеночные функции, сопрягающие решение в пограничном слое с решением во внешнем потоке [110].

## 2.2 Моделирование химических реакций окисления топлива

Моделирование химических источников  $\dot{r}_l$  и  $\dot{Q}_l$  при турбулентном горении и при детонационных режимах горения:



$$\dot{r}_l = \dot{r}_{lf} + \dot{r}_{lV}, \quad (9)$$

$$\dot{Q}_l = \dot{Q}_f + \dot{Q}_V, \quad (10)$$

предполагает учет вкладов фронтального горения (индекс  $f$ ) и объемных предпламенных реакций (индекс  $V$ ). Для вычисления источников фронтальных реакций  $\dot{r}_{lf}$  и  $\dot{Q}_f$  используется разработанный алгоритм явного выделения фронта пламени (ЯВП) [100, 111, 112]. Источники объемных реакций,  $\dot{r}_{lV}$  и  $\dot{Q}_V$ , определяются с помощью метода частиц (МЧ) [100, 113–115]. Для расчета детонационных режимов горения в НДД вклад фронтальных реакций в уравнения энергии и неразрывности не учитывается, так как все физико–химические процессы в непрерывно–детонационной камере сгорания (НДКС) протекают за очень короткие времена.

### ***2.2.1 Метод явного выделения фронта пламени***

Для моделирования гомогенного горения газов в расчетах используется алгоритм явного выделения поверхности пламени в турбулентном потоке [98], который заключается в том, что при заданной начальной геометрической форме очага зажигания поверхность, отделяющая свежую смесь от продуктов горения, представляется в виде набора элементарных площадок турбулентного или ламинарного пламени. В турбулентном потоке каждая площадка фронта пламени движется со скоростью, равной сумме нормальной скорости горения и скорости течения. Нормальная скорость горения определяется по одной из известных моделей турбулентного пламени и зависит от локальной скорости ламинарного горения и параметров турбулентности. Локальная скорость течения и параметры турбулентности находятся из решения системы осредненных уравнений течения методом контрольных объемов с использованием специальной процедуры интерполяции. Вследствие того, что поле течения нестационарное и неоднородное, очаг зажигания деформируется. Важную роль в реализации алгоритма играют электронные таблицы скорости ламинарного горения как функции начальных температуры, давления и состава смеси. Средняя скорость химической реакции в

ячейке может быть найдена из локальной скорости распространения пламени, известной площади поверхности фронта пламени и скоростей объемных реакций.

Вычисление площади поверхности и формы фронта пламени основано на принципе Гюйгенса. Известно, что турбулентные пульсации искривляют фронт пламени, что приводит к увеличению нормальной (турбулентной) скорости распространения фронта горения. В методе выделения фронта пламени искривленная поверхность представляется усредненным фронтом. Таким образом, каждый элемент поверхности усредненного фронта турбулентного пламени перемещается в пространстве со скоростью, равной сумме нормальной скорости турбулентного горения  $U_T$  и локальной скорости течения  $V$ . Как отмечалось выше, нормальная скорость турбулентного пламени  $U_T$  может быть найдена по одной из известных формул и, как правило, зависит от нормальной скорости ламинарного пламени и локальных параметров турбулентности в области фронта пламени [116–118].

В работах [111, 112] было показано, что для задач ускорения турбулентного пламени в трубах с регулярными препятствиями хорошо подходит модель турбулентного пламени Щелкина [116]:

$$u_T \approx u_n \sqrt{1 + \frac{u'^2}{u_n^2}}, \quad (11)$$

где  $u'$  – скорость турбулентных пульсаций, которую можно найти, зная кинетическую энергию турбулентности или корреляции пульсационной скорости,  $u_n$  – нормальная скорость ламинарного пламени. Скорость химических превращений и источника тепла в уравнениях (6) и (7) можно вычислить следующим образом:

$$\dot{r}_{lf} = Y_l V^{-1} \sum S_{mi} u_{Ti}, \quad (12)$$

$$\dot{Q}_f = Q \dot{r}_{lf}. \quad (13)$$

Для определения скорости распространения ламинарного пламени, входящей в уравнение (11), создана база данных. Ее создание является отдельной задачей,

которая была решена в работах [119–121], где скорость ламинарного пламени определяется при точном численном решении задачи одномерного стационарного распространения пламени с использованием как детальных, так и глобальных кинетических механизмов. Полученные таблицы содержат информацию о ламинарной скорости горения в зависимости от начальной температуры, давления и состава смеси. Таблицы также содержат информацию о концентрационных пределах горения.

### ***2.2.2 Алгоритм метода частиц***

Для многомерных расчетов объемных химических источников  $\dot{r}_{IV}$  и  $\dot{Q}_V$  в (9) и (10) использовался МЧ [98–100], основанный на Лагранжевом подходе к описанию переноса энергии и скаляров. Этот метод заключается в том, что мгновенные локальные состояния турбулентного реагирующего течения представляются в виде большого набора взаимодействующих псевдочастиц, обладающих индивидуальными свойствами (масса, скорость, температура, концентрации компонентов и др.). Уравнения Навье–Стокса решаются численно с использованием комбинированного алгоритма: метода контрольных объемов для расчета полей давления, скорости и параметров турбулентности и метода Монте–Карло для расчета уравнений переноса скаляров (энтальпия и концентрации веществ), скорости и турбулентной кинетической энергии. При этом пульсационная составляющая скорости каждой частицы рассчитывается с использованием генератора случайных чисел (т.е. методом Монте–Карло). Во время движения каждый элемент взаимодействует с окружающим газом. Обменные процессы каждой частицы (потоки массы и энергии) сосредоточены в локальной ячейке. Концентрация веществ и температура в частицах изменяется за счет молекулярных диффузионных и тепловых потоков и за счет протекания химических реакций. Основные достоинства этого метода – возможность точного определения средних скоростей химических реакций с учетом конечных скоростей молекулярного смешения. Для расчета скоростей реакций в частицах Монте–Карло используется кинетическая база данных, в которой содержатся основные кинетические параметры для реакции окисления топлива.

В расчетах используются глобальные кинетические схемы, описывающие окисление горючего, при этом параметры в законе Аррениуса зависят от температуры, давления и состава смеси. Для расчета задержек самовоспламенения в заданном диапазоне параметров течения составлены таблицы с зависимостями кинетических параметров реакций от температуры, давления и состава смеси.

В расчетной зоне располагаются частицы, причем каждая вычислительная ячейка может содержать от 5 до 50 частиц, их среднее количество в расчетной ячейке  $N_p$  задается перед расчетом. Величина  $N_p$  в обсуждаемых ниже задачах варьировалась от 10 до 15. В процессе вычислений количество частиц в ячейках может изменяться. Если в интересующей области частиц становится меньше 10, то недостающее количество копируется и добавляется обратно в расчет. Граничные условия согласованы с граничными условиями для усредненных уравнений течения. Для частиц решаются следующие уравнения:

уравнение движения

$$\frac{dx_k^i}{dt} = u_k^i, \quad (14)$$

где  $x_k^i$  – координата ( $k = 1, 2, 3$ ),  $u_k^i$  – компонента вектора скорости;

уравнение сохранения массы

$$\frac{d(\rho_l^i V^i)}{dt} = \nabla J_l^i + J_l^i, \quad (15)$$

где  $\rho_l^i$  – парциальная плотность  $l$ -го компонента газовой смеси,  $V^i$  – объем частицы,  $\nabla J_l^i$  – диффузионный поток  $l$ -го компонента смеси к/от частицы,  $J_l^i$  – поток  $l$ -го компонента смеси вследствие химических реакций;

уравнение сохранения количества движения

$$\rho_i \frac{du_k^i}{dt} = \frac{\partial P^i}{\partial x_k} - \nabla(Ip^i + \tau^i), \quad (16)$$

где  $\rho_i$  – средняя плотность частицы  $\rho_i = \sum_l \rho_l^i$ ,  $P_i$  – среднее давление,  $p^i$  – пульсационная составляющая давления,  $I$  – единичный тензор,  $\tau^i$  – напряжение трения вследствие молекулярной вязкости;

уравнение сохранения энергии

$$\rho_i \frac{dh^i}{dt} = -\nabla q^i + h_{hom}^i + \frac{\partial P^i}{\partial t}, \quad (17)$$

где  $h^i$  – энтальпия частицы,  $q^i$  – тепловой поток к/от частицы,  $h_{hom}^i$  – скорость тепловыделения вследствие химических реакций,  $\frac{\partial P^i}{\partial t}$  – скорость нагрева частицы вследствие сжатия. Отметим, что объемный член  $\dot{Q}_v$  рассчитывается на основе  $h_{hom}^i$ .

Для определения молекулярно–диффузионного члена  $\nabla J_l^i$  в (15), члена  $\nabla(Ip^i + \tau^i)$  в (16) и молекулярно–кондуктивного члена  $\nabla q^i$  в (17) используется классическая модель обмена со средним значением [122]:

диффузионный член в формуле (15) записывается как

$$\nabla J_l^i = -0.5C_1(Y_l^i - \bar{Y}_l^i)\rho_i V^i \omega, \quad (18)$$

где  $C_1$  – коэффициент ( $C_1 \approx 2.0$ ),  $Y_l^i$  – массовая доля  $l$ -го компонента смеси,  $\bar{Y}_l^i$  – средняя массовая доля  $l$ -го компонента смеси в точке расположения  $i$ -той частицы,  $\omega$  – частота турбулентных пульсаций скорости;

член  $\nabla(Ip^i + \tau^i)$  в (16) имеет вид

$$(\rho^i)^{-1} \nabla(Ip^i + \tau^i) = -\zeta(u_k^i - \bar{u}_k^i) + A(t), \quad (19)$$

где  $\bar{u}_k^i$  – средняя скорость в точке расположения  $i$ -той частицы,  $\zeta$  – коэффициент ( $\zeta \approx 2.075\omega$ ),  $A(t)$  – случайная функция в уравнении Ланжевена;

кондуктивный член в (17) представляется как

$$\nabla q^i = -0.5C_2(h^i - \bar{h}^i)\rho_i \omega, \quad (20)$$

где  $C_2$  – коэффициент ( $C_2 \approx 2.0$ ),  $h^i$  – энтальпия,  $\bar{h}^i$  – средняя энтальпия в точке расположения  $i$ -той частицы.

Для повышения вычислительной эффективности МЧ источники членов  $J_l^i$  в (15) и  $h_{hom}^i$  в (17) не учитываются в тех предпламенных зонах, где местная температура меньше некоторого условного значения  $T_c$ . Благодаря такому приему рутинные химико–кинетические расчеты в предпламенной зоне с  $T < T_c$  не

проводятся. Таким образом, каждая расчетная ячейка содержит определенное количество частиц  $N$ , причем значение  $N$  выбирается таким, чтобы обеспечить приемлемую статистическую точность. В этом случае в предпламенной зоне имеются «холодные» частицы (с  $T^i < T_c$ ) и «горячие» Лагранжевы частицы (с  $T^i \geq T_c$ ) (см. рисунок 2). В длинных трубах с одним открытым концом (как в ИДД), большинство частиц в предпламенной зоне представляют собой «холодные» частицы, поэтому для них кинетические расчеты не проводятся. «Горячие» частицы концентрируются лишь в области между пламенем и порожденной пламенем ударной волной.

### 2.2.3 Кинетика окисления водорода

Вклад химических реакций в уравнения (9) и (10) рассчитывался неявным методом с использованием внутреннего шага интегрирования по времени. Для моделирования реакции горения водорода с воздухом использовалась одна обобщенная реакция с табулированными кинетическими параметрами, определяющими константу скорости:



Скорость горения водорода вычисляется по формуле

$$\frac{d[H_2]}{dt} = -A(P) \cdot P^{-1.15} \cdot [H_2]^2 \cdot [O_2] \cdot e^{-\frac{E_a(\varphi)}{RT}}, \quad (22)$$

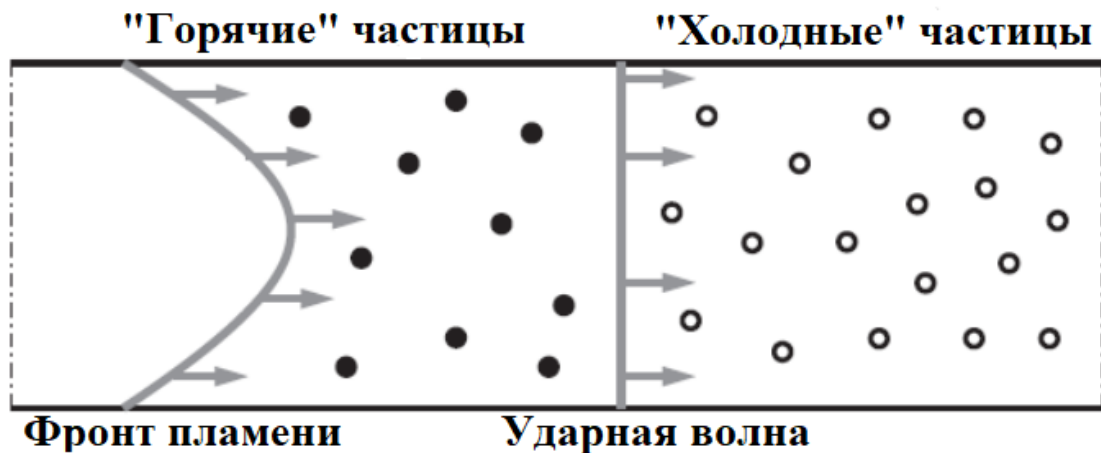


Рисунок 2. Схема предпламенной зоны с холодными и горячими Лагранжевими частицами [100]

где  $A$  и энергия активации  $E_a$  – функции давления  $P$  и состава смеси соответственно (см. таблицы 2 и 3),  $R$  – универсальная газовая постоянная,  $T$  – мгновенная локальная температура среды. Зависимости, приведенные в таблице 3, получены достижением наилучшего согласия между задержками самовоспламенения водородно–воздушной смеси, рассчитанными по реакции (21) и детальному механизму [123] окисления водорода при различных начальных давлениях, температурах и составах смеси.

### 2.2.4 Кинетика окисления пропана

Расчет задержки самовоспламенения воздушных смесей пропана производился по механизму, состоящему из пяти обобщенных реакций окисления, аналогичный механизму, предложенному в [124] и [125]

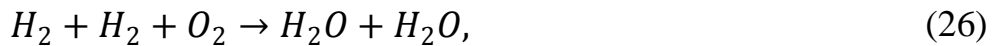


Таблица 2. Значения предэкспоненциального множителя  $A$  [л/(моль/с)] в формуле (22) при разных значениях давления  $P$  (в атм) [115]

|     | $P \leq 1$          | $1 < P \leq 10$                      | $10 < P \leq 25$                     | $25 < P \leq 40$                     | $P > 40$            |
|-----|---------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|---------------------|
| $A$ | $1.5 \cdot 10^{16}$ | $1.1 \cdot 10^{15} \cdot (14.5 - P)$ | $2.4 \cdot 10^{14} \cdot (31.7 - P)$ | $3.3 \cdot 10^{13} \cdot (72.7 - P)$ | $1.1 \cdot 10^{15}$ |

Таблица 3. Значения энергии активации  $E_a$  (кал/моль) в формуле (22) при разных значениях коэффициента избытка топлива  $\varphi$  [115]

|       | $\varphi \leq 0.4$ | $0.4 < \varphi \leq 5.0$   | $\varphi > 5.0$ |
|-------|--------------------|--|-----------------|
| $E_a$ | 45000              | $41886 + 9218\varphi - 3810\varphi^2 + 686\varphi^3 - 42\varphi^4$ | 52226           |

с табулированными аррениусовскими параметрами — предэкспоненциальным множителем  $A$  и энергией активации  $E_a$  в выражении для скорости реакции (23)

$$W = -A[O_2][C_3H_8]exp(-E_a/RT). \quad (28)$$

То есть реакция (23) рассматривается как бимолекулярная. Аррениусовские параметры для реакций (24)–(27) такие же, как в [124]. В таблице 4 приведены значения аррениусовских параметров  $A$  и  $E_a$  для воздушных смесей пропана. Указанные значения получены из условия наилучшего согласия периода индукции самовоспламенения, рассчитанного по механизму (23)–(27), с периодом индукции, полученным по детальному кинетическому механизму (ДКМ) [124].

### 2.2.5 Кинетика окисления жидкого горючего

Для расчета распространения пламени в воздушной смеси жидкого углеводородного горючего использовалась база данных по свойствам ламинарного пламени в смесях керосина JP–8 с воздухом при разных начальных температурах, давлениях и коэффициентах избытка горючего, специально разработанная и проверенная в [126]. Кроме того, использовалась модельная кинетика для решения задач низко– и высокотемпературного самовоспламенения таких смесей, разработанная в [127]. В качестве суррогата JP–8 использовалась смесь девяти нормальных алканов (см. таблицу 5). В таблице 6 содержится фрагмент базы данных по скорости ламинарного пламени для воздушных смесей суррогата JP–8. В таблицах 7 и 8 представлен глобальный кинетический механизм окисления суррогатного керосина при низких температурах ( $T < T_*$ ) и высоких температурах ( $T \geq T_*$ ), где  $T_* = 920$  К – это температура перехода. Предэкспоненциальный множитель  $A_1(\Phi)$  рассчитывается как

$$A_1(\Phi) = 10^{14} \text{ (моль, л, с)} K(\Phi), \quad (28)$$

Таблица 4. Аррениусовские параметры  $A$  и  $E_a$  для реакции (23) [127]

| Горючее  | Условие     | $A$ , см <sup>3</sup> /(моль/с) | $E_a$ , ккал/моль |
|----------|-------------|---------------------------------|-------------------|
| $C_3H_8$ | $T < 775$ К | $1.96 \cdot 10^{12}$            | 40                |
|          | $T > 775$ К | $8.77 \cdot 10^{11}$            | 45                |



где  $K(\Phi)$  – коэффициент, зависящий от коэффициента избытка топлива смеси (см. таблицу 9). Значение температуры перехода  $T_*$  определено путем обеспечения наилучшего согласия между расчетами задержек самовоспламенения по глобальному (см. таблицу 7) и детальному [127] механизмам реакций.

Таблица 5. Состав суррогата JP–8 [127]

| Углеводород                       | Объемная доля в суррогатном газе |
|-----------------------------------|----------------------------------|
| n–C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>  | 0.0154                           |
| n–C <sub>9</sub> H <sub>20</sub>  | 0.0648                           |
| n–C <sub>10</sub> H <sub>22</sub> | 0.1420                           |
| n–C <sub>11</sub> H <sub>24</sub> | 0.1740                           |
| n–C <sub>12</sub> H <sub>26</sub> | 0.1777                           |
| n–C <sub>13</sub> H <sub>28</sub> | 0.1740                           |
| n–C <sub>14</sub> H <sub>30</sub> | 0.1600                           |
| n–C <sub>15</sub> H <sub>32</sub> | 0.0717                           |
| n–C <sub>16</sub> H <sub>34</sub> | 0.0204                           |

Таблица 6. Зависимость скорости ламинарного пламени (см/с) в воздушных смесях JP–8 при температурах  $T_0$  от коэффициента избытка топлива  $\Phi$  ( $P = 1$  бар) [126]

| $T_0$ , К | $\Phi$ |      |      |      |      |      |      |      |      |
|-----------|--------|------|------|------|------|------|------|------|------|
|           | 0.61   | 0.67 | 0.80 | 1.00 | 1.10 | 1.20 | 1.40 | 1.50 | 2.00 |
| 300       | –      | 21   | 29   | 39   | 40   | 37   | 28   | 22   | –    |
| 450       | 33     | 50   | 65   | 80   | 82   | 75   | 56   | 45   | 35   |
| 600       | 71     | 105  | 130  | 148  | 150  | 136  | 101  | 80   | 61   |
| 750       | 144    | 213  | 250  | 262  | 262  | 236  | 173  | 133  | 100  |
| 900       | 291    | 450  | 498  | 468  | 456  | 403  | 289  | 221  | 158  |

Таблица 7. Глобальный кинетический механизм газофазного окисления суррогата JP-8 в воздухе [127],  $P$  в атм

| $k$ | Реакция  | $A_k$ , л/(моль/с)          | $E_k$ , ккал/моль |
|-----|--|-----------------------------|-------------------|
| 1   | $C_n + H_{2n} + 2 + (n + 0.5)O_2$<br>$\rightarrow CO + (n + 1)H_2$ | $A_1(\Phi)/P$               | $E_1$             |
| 2   | $H_2 + H_2 + O_2 \rightarrow H_2O + H_2O$                          | $7 \cdot 10^{13}/P^{0.5}$   | 21                |
| 3   | $CO + CO + O_2 \rightarrow CO_2 + CO_2$                            | $8.5 \cdot 10^{12}/P^{1.5}$ | 21                |
| 4   | $CO + H_2O \rightarrow CO_2 + H_2$                                 | $10^{12}/P$                 | 41.5              |
| 5   | $CO_2 + H_2 \rightarrow CO + H_2O$                                 | $3.1 \cdot 10^{13}/P$       | 49.1              |
| 6   | $H_2O + M \rightarrow R + R + M$                                   | $2.8 \cdot 10^{17}/P$       | 120               |
| 7   | $R + R + M \rightarrow H_2O + M$                                   | $9.5 \cdot 10^{12}$         | 0                 |

Таблица 8. Аррениусовские параметры лимитирующей реакции №1 в таблице 7 ( $n = 8 - 16$ ,  $P = 1$  бар,  $\Phi = 1$ ) [127]

| $T < T_*$             |                      | $T_*$ , К | $T \geq T_*$          |                      |
|-----------------------|----------------------|-----------|-----------------------|----------------------|
| $A_1$ ,<br>моль, л, с | $E_1$ ,<br>ккал/моль | 920       | $A_1$ ,<br>моль, л, с | $E_1$ ,<br>ккал/моль |
| $7 \cdot 10^{12}$     | 35.9                 |           | $7 \cdot 10^{12}$     | 46.0                 |

Таблица 9. Коэффициент  $K(\Phi)$  [127]

| $\Phi$ | $K(\Phi)$ |
|--------|-----------|
| 0.67   | 4.16      |
| 0.83   | 2.09      |
| 1.00   | 1.00      |
| 1.25   | 0.35      |
| 1.54   | 0.06      |

### 2.2.6 Источниковые члены межфазного обмена

При расчете однофазного течения источники  $S_m$ ,  $S_e$ ,  $S_Y$  в уравнениях (5)–(7) равны нулю. При расчете многофазного течения эти источники определяются следующим образом. Жидкая фаза представляется множеством распределенных псевдочастиц, каждая из которых содержит  $N$  идентичных капель диаметром  $d$ . Движение каждой псевдочастицы описывается уравнениями движения одиночной капли:

$$\frac{dx_{jd}}{dt} = u_{jd}, \quad (30)$$

$$m_d \frac{du_{jd}}{dt} = F_j, \quad (31)$$

где индекс  $d$  обозначает свойства жидкости,  $x_{jd}$  – декартова координата капли ( $j = 1, 2, 3$ ),  $u_{jd}$  –  $j$ -я компонента скорости капли,  $m_d$  – масса одиночной капли,  $F_j = F_{jf} + F_{jg} + F_{jp}$  –  $j$ -я компонента вектора силы, действующей на одиночную каплю, которая состоит из силы аэродинамического сопротивления  $F_{jf}$ , силы тяжести  $F_{jg}$  и силы давления  $F_{jp}$ . Эти силы рассчитываются по следующим соотношениям:

$$F_{jf} = \frac{1}{2} \rho A_d C_d U_j |U|, \quad (32)$$

$$F_{jg} = (\rho_d - \rho) V_d g_j, \quad (33)$$

$$F_{jp} = V_d \nabla P_j, \quad (34)$$

где  $\rho$  – плотность среды, в которой находится капля,  $A_d$  – площадь миделева сечения капли,  $C_d$  – коэффициент аэродинамического сопротивления капли,  $\rho_d$  – плотность жидкости капли,  $V_d$  – объем капли,  $g_j$  –  $j$ -я компонента вектора ускорения силы тяжести,  $\nabla P_j$  –  $j$ -я компонента вектора градиента давления,  $U_j$  – относительная скорость фаз, которая определяется как

$$U_j = \bar{u}_j + u'_j - u_{jd}, \quad (35)$$

где  $\bar{u}_j - j$ -я компонента вектора средней скорости среды,  $u'_j - j$ -я компонента вектора пульсационной скорости среды,  $u_{jd} - j$ -я компонента вектора скорости капли. Коэффициент сопротивления  $C_d$  определяется на основе значения числа Рейнольдса, зависящего от длины вектора относительной скорости фаз  $|U|$  и величины так называемого гидравлического диаметра, равного диаметру капли  $d$

$$Re = \frac{\rho|U|d}{\mu}, \quad (36)$$

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re_d} (1 + 0.15Re^{0.687}), & Re < 10^3; \\ 0.44, & Re \geq 10^3. \end{cases} \quad (37)$$

Предполагается, что движущаяся капля претерпевает дробление, когда ее число Вебера превышает критическое значение  $We_c \approx 12$ , где

$$We = \frac{d\rho U^2}{\sigma}. \quad (38)$$

Здесь  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Дробление капли описывается моделью WAVE [128], согласно которой в течение характерного времени дробления  $\tau_b$  радиус капли  $r = d/2$  непрерывно уменьшается до некоторого устойчивого значения  $r_s$

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{r - r_s}{\tau_b}. \quad (39)$$

Устойчивый радиус капли определяется из соотношения:

$$r_s = \begin{cases} b_0\lambda, & \text{при } b_0\lambda < r; \\ \min \left[ \left( \frac{3\pi r^2 |U|}{2\Omega} \right)^{1/3}, \left( \frac{3r^2 \lambda}{4} \right)^{1/3} \right], & \text{при } b_0\lambda > r, \end{cases} \quad (40)$$

где  $\lambda$  – длина волны возмущения,  $\Omega$  – скорость нарастания амплитуды волны возмущения,  $b_0 = 0.61$  – константа модели. Характерное время дробления  $\tau_b$  имеет вид

$$\tau_b = b_1 \frac{r}{|U|} \sqrt{\frac{\rho_d}{\rho}}, \quad (41)$$

где  $b_1$  – вторая константа модели, варьирующаяся в пределах от 10 до 30. Для определения источниковых членов в уравнениях сохранения массы и энергии для газовой фазы используется модель Дуковича [129], описывающая процессы нагрева и испарения капли. Уравнения сохранения массы и энергии для одиночной капли в псевдочастице записываются как:

$$\frac{dm_d}{dt} = \dot{Q} \frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s}, \quad (42)$$

$$m_d c_d \frac{dT_d}{dt} = \dot{Q} + L \frac{dm_d}{dt}, \quad (43)$$

где  $\dot{Q}$  – тепловой поток к капле,  $c_d$  – удельная теплоемкость жидкости капли,  $L$  – удельная теплота парообразования жидкости,  $T_d$  – температура капли,  $\dot{f}_{vs}$  и  $\dot{q}_s$  – удельные (на единицу площади поверхности капли) потоки пара с поверхности капли и тепла к поверхности капли. Индексы  $s$  и  $v$  обозначают поверхность и пар жидкости соответственно.

Неизвестные потоки определяются по следующим соотношениям:

$$\dot{Q} = \pi k d Nu (T - T_d), \quad (44)$$

$$\frac{\dot{f}_{vs}}{\dot{q}_s} = - \frac{B_Y}{h - h_s - (h_{vs} - h_s)(Y_v - Y_{vs})}, \quad (45)$$

$$B_Y = \frac{Y_{vs} - Y_v}{1 - Y_{vs}}, \quad (46)$$

$$Nu = 2 + Re^{1/2} Pr^{1/3}, \quad (47)$$

где  $k$  – коэффициент молекулярной теплопроводности газа,  $Nu$  и  $Pr$  – числа Нуссельта и Прандтля,  $h$  – удельная энтальпия,  $h_s$  – удельная энтальпия горючего, распределенного по поверхности капли,  $h_{vs}$  – удельная энтальпия паров жидкого горючего на поверхности капли,  $Y_v$  – массовая доля паров жидкого горючего,  $Y_{vs}$  – массовая доля паров жидкого топлива на поверхности капли.

Отметим, что все теплофизические параметры газа у поверхности капли определяются на основе допущения о фазовом равновесии.

Для согласования изменений массы, количества движения и энергии в жидкой и газовой фазах сила  $F_i$  и потоки массы  $\dot{Q} \frac{f_{vs}}{q_s}$  и тепла  $\dot{Q}$ , рассчитанные для одиночной капли в квазичастице, берутся с разными знаками, умножаются на  $N$  и вносятся в виде источниковых членов  $S_m$ ,  $S_e$  и  $S_Y$  в уравнения сохранения массы, количества движения и энергии для газовой фазы. Такая же процедура проводится для всех квазичастиц в потоке в каждый момент времени.

Система определяющих уравнений, дополненная  $k$ - $\varepsilon$ -моделью турбулентности, моделью явного выделения фронта пламени и методом частиц, замыкается калорическим и термическим уравнениями состояния идеального газа с переменной теплоемкостью, а также начальными и граничными условиями. Все теплофизические параметры газа и жидкости считаются переменными.

### ***2.2.7 Численное решение***

Основные уравнения для переменных осредненного течения (1)–(3) в сочетании с  $k$ - $\varepsilon$  моделью турбулентности решаются методом контрольных объемов [111]. Уравнения для частиц решаются методом Монте–Карло.

Сопряженный алгоритм контрольные объемы – частицы ранее использовался для моделирования ускорения пламени и перехода горения в детонацию в гладких трубах и трубах с препятствиями [100], а также для решения задач о самовоспламенении и предпламенном самовоспламенении газов в замкнутых объемах [130]. Во всех случаях получено удовлетворительное соответствие результатов расчетов и экспериментов. Кроме того, с помощью данного алгоритма решалась задача о пределах существования детонации в двигателях, работающих на смеси природного газа с воздухом [131–133].

### ***2.2.8 Конечно–объемный алгоритм***

Уравнения осредненного течения решаются в декартовых координатах с использованием совмещенной схемы переменных. Преимущества такой схемы проявляются при использовании различных автоматических генераторов

неструктурированных расчетных сеток, в том числе сеток с многогранными ячейками. Однако помимо достоинств у этого подхода есть и недостатки, вызванные сильной связью между полями скорости и давления при отнесении значений скорости и давления к одной и той же пространственной точке. Эту проблему преодолевают, используя интерполяционную процедуру [134] для оценки значения скорости на поверхности контрольного объема. Эта процедура может быть распространена на все типы расчетных сеток [135–137]. Используемый метод основан на интегральной форме обобщенного закона сохранения, записанного для контрольного объема с векторами внешней поверхности (грани ячейки)  $\vec{A} = A_j(\vec{i}_j)$ :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \phi dV + \oint_A \rho \phi U_j dA_j = \oint_A \Gamma_{\phi}^{jj} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} dA_j + \int_V S_{\phi}^V dV + \oint_A S_{\phi}^A dA_j, \quad (48)$$

где обобщенная переменная  $\phi(x_k, t)$  может представлять либо скаляры, либо векторные и тензорные компоненты поля. Здесь используется декартова система координат  $(x, y, z)$  с единичными векторами  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  и тензорные обозначения. В приведенном выше уравнении  $\Gamma_{\phi}^{jj}$  – коэффициент диффузии для переменной  $\phi$  (в данном случае повторяющиеся индексы не подразумевают суммирование),  $S_{\phi}^V$  и  $S_{\phi}^A$  – объемный и поверхностный источники соответственно. При дискретизации уравнений для расчета градиентов используется подход, основанный на значениях переменных на гранях расчетных ячеек. Для типичной расчетной ячейки P с объемом  $V$ , окруженной соседями  $P_n$ , дискретный аналог уравнения для контрольного объема имеет вид:

$$\frac{d}{dt} (\rho_P V_P \phi_P) + \sum_{n=1}^{n_f} C_n - \sum_{n=1}^{n_f} D_n = (S_{\phi}^V)_P V_P + \sum_{n=1}^{n_f} (S_{\phi}^A A_j)_n, \quad (49)$$

где  $C_n$  и  $D_n$  соответствуют конвективному и диффузионному потокам через грань  $n$ , а  $n_f$  – количество граней. В вычислительной программе, первый член в (45) представлен двумя возможными неявными схемами, а именно: схемой Эйлера

первого порядка точности (двухуровневой схемой) и трехуровневой схемой второго порядка точности [136].

Большое значение для течений с большими значениями числа Маха (например, детонации) имеет способ дискретизации конвективных членов. Стандартный подход – применение метода подхода отложенной коррекции, в котором

$$C_n = \dot{m}_n \phi_n^{UPWIND} + \gamma_\phi |\dot{m}_n| \phi_n (\phi_{P_n} - \phi_P), \quad (50)$$

где поток массы  $\dot{m}_n = \rho \vec{U}_J \vec{A}_J$ ,  $\gamma_\phi$  – коэффициент схемного смешения между схемой UPWIND первого порядка со схемой более высокого порядка точности ( $0 \leq \gamma \leq 1$ ). Второй член в этом соотношении рассчитывается по значениям переменных на предыдущей итерации. Ограничитель потока  $\phi_n$  входит в схему более высокого порядка и обеспечивает ограниченность решения [138]. В качестве схемы высокого порядка точности здесь используется схема MINMOD [139].

Диффузионный член дискретизируется по схеме [140]

$$D_n = \bar{\Gamma}_{\phi_n} \frac{\vec{A}_n \cdot \vec{A}_n}{\vec{d}_n \cdot \vec{A}_n} (\phi_{P_n} - \phi_{P_o}) + \bar{\Gamma}_{\phi_n} \left( \nabla \phi_n \cdot \vec{A}_n - \frac{\vec{A}_n \cdot \vec{A}_n}{\vec{A}_n \cdot \vec{d}_n} \nabla \phi_n \cdot \vec{d}_n \right). \quad (51)$$

При этом градиенты в контрольном объеме определяются с использованием теоремы Гаусса

$$\nabla \phi_P = \frac{1}{V_P} \sum_{n=1}^{n_f} \phi_n \vec{A}_n. \quad (52)$$

В результате дискретизации обобщенное уравнение сохранения сводится к системе линейных алгебраических уравнений для каждого контрольного объема

$$a_P \phi_P = \sum_{n=1}^{n_f} a_n \phi_{P_n} + S_\phi, \quad (53)$$

где  $a_P$  и  $a_n$  – коэффициенты, а  $S_\phi$  – источниковые члены. Для решения этой системы уравнений используется решатель типа сопряженного градиента (для всех переменных, кроме давления) и алгебраический многосеточный решатель для давления [141].



Итерационная процедура решения основана на алгоритме SIMPLE [142], в котором решается уравнение коррекции давления, выведенное из дискретных уравнений неразрывности и сохранения количества движения. Дискретное уравнение сохранения количества движения для узла P записывается в виде

$$\vec{U}_P = \frac{\sum_{n=1}^{n_f} a_n \vec{U}_{P_n} + S_u}{a_P} - \frac{V_P}{a_P} \nabla P_P, \quad (54)$$

где градиент давления  $\nabla P_P$  рассматривается отдельно от источников  $S_u$ . Значения скоростей на гранях определяются интерполяцией этого уравнения с включением градиента давления на грани [135, 136, 143]

$$\vec{U}_n^* = \vec{U}_n - \left( \frac{V}{a_P} \right)_n (\nabla P_n - \overline{\nabla P_n}). \quad (55)$$

После замены градиента давления  $\nabla P_n$  на градиент давления на грани получаем для скорости на грани контрольного объема

$$\vec{U}_n^* = \vec{U}_n - \frac{1}{2} \left( \frac{V_P}{a_P} + \frac{V_{P_n}}{a_{P_n}} \right) \frac{\vec{A}_n}{A_n \cdot \vec{d}_n} [(P_{P_n} - P_P) - \overline{\nabla P_n} \cdot \vec{d}_n], \quad (56)$$

где верхняя черта обозначает члены, которые рассчитываются с помощью линейной интерполяции между узлами P и  $P_n$ .

Расчет начинается с некоторого начального приближения поля давления. При этом полученные скорости необязательно удовлетворяют уравнению неразрывности. Поэтому поле скорости должно быть скорректировано. Роль такой коррекции можно проследить из рассмотрения дискретного уравнения неразрывности

$$\frac{d}{dt} (\rho_P^* V_P) + \sum_{n=1}^{n_f} \dot{m}_n^* = S_m. \quad (57)$$

Величина  $S_m$  представляет собой неправильный источник массы, который должен обнулиться по достижении сходимости итераций. Уравнение для коррекции скорости на грани контрольного объема можно записать в простой форме

$$\vec{U}'_n = - \left( \frac{V}{a_p} \right)_n \frac{\vec{A}_n}{\vec{A}_n \cdot \vec{d}_n} (P'_{P_n} - P'_P). \quad (58)$$

Подставляя коррекцию скорости вместо скорости, можно получить уравнение для коррекции потока массы  $\dot{m}'_n$ :

$$\dot{m}'_n = \dot{m}^*_n + \dot{m}_n. \quad (59)$$

Отметим, что пересчет коррекции потока массы проводится по процедуре, предложенной в [144] т.е

$$\dot{m}_n = (\rho^* + \rho')(\vec{U}^*_n + \vec{U}'_n), \quad (60)$$

где для расчета коррекции скорости используется (58), а также соотношения:

$$\rho^* = \frac{P^*}{R_g T}, \quad (61)$$

$$\rho' = \frac{P'}{R_g T}. \quad (62)$$

Подстановка дает

$$\sum_{n=1}^{n_f} \dot{m}'_n + S_m = 0. \quad (63)$$

Комбинация с (58) приводит к уравнению для коррекции давления

$$a'_P P'_P = \sum_{n=1}^{n_f} a'_{P_n} P'_{P_n} - S_m. \quad (64)$$

Решение этого уравнения дает коррекцию давления  $P'$ , которая затем используется для коррекции скорости по (58) с получением новых значений:

$$\vec{U}_P = \vec{U}^*_P + \vec{U}'_P, \quad (65)$$

$$P_P = P^*_P + P'_P. \quad (66)$$

Также решается уравнение для коррекции величины  $\left( P + \frac{2}{3} k \right)$ , где член  $\frac{2}{3} k$  появляется из соотношения Буссинеска [145], что позволяет упростить постановку граничных условий на давление.

### ГЛАВА 3. РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В ИМПУЛЬСНО-ДЕТОНАЦИОННОМ ДВИГАТЕЛЕ

Наиболее перспективное направление применения импульсно-детонационного горения – создание дозвуковых прямооточных воздушно-реактивных ИДД. Ниша для такого класса двигателей остается открытой. Существующие прямооточные реактивные двигатели на воздухе начинают эффективно работать, начиная с числа Маха полета  $M > 2.3-2.5$ . Создание ИДД для высоких сверхзвуковых скоростей полета выглядит нецелесообразным ввиду больших потерь полного давления при прокачке КС большой длины и потерь, связанных со скважностью рабочего процесса. Поэтому для сверхзвуковых прямооточных двигателей рассматриваются схемы с организацией непрерывно-детонационного процесса сжигания топлива. Такая схема будет подробно рассмотрена в главе 4 диссертации.

В настоящее время для дозвуковых летательных аппаратов наиболее часто используются малоразмерные турбореактивные двигатели, поршневые двигатели и двигатели с электрическим приводом. Первые два типа двигателей обладают высокой эффективностью, однако имеют относительно большой вес и высокую стоимость производства, что ограничивает их применение. Электрические двигатели имеют достаточно высокие удельные характеристики, но их применение ограничивается высоким весом аккумуляторов. Одно из перспективных направлений – применение в беспилотных летательных аппаратах (БПЛА) воздушно-реактивных ИДД. Импульсно-детонационный двигатель – это силовая установка нового типа, в которой топливо сжигается в импульсных детонационных волнах, обеспечивающих импульсы высокого избыточного давления (до 10–12 атм) в КС и высокую полноту сгорания топлива в режиме самовоспламенения за бегущей детонационной волной. Такой двигатель часто путают с пульсирующим воздушно-реактивным двигателем, который массово использовался во время Второй мировой войны в немецкой ракете ФАУ-1 (советский аналог – ракета 10Х). В отличие от ИДД, в пульсационном двигателе организовано пульсирующее

диффузионное горение топлива, управляемое акустическими колебаниями в газодинамическом тракте двигателя с относительно небольшим (0.1–0.2 атм) избыточным давлением в КС. Напомним, что удельный импульс пульсационного двигателя ФАУ–1 достигал 600–700 с при числах Маха полета 0.6–0.7, а при увеличении скорости полета удельный импульс снижался. Основное преимущество пульсационных схем – это простота конструкции и малый вес. В настоящее время они применяются в самолетах–мишенях (например, бесклапанный двигатель М135 производства ЗАО «Эникс» для самолета–мишени Е95М). Кроме того, ИДД обладает теми же преимуществами, что и пульсационный двигатель: он необычайно прост в конструкции (прямоточная труба с клапаном в воздухозаборном устройстве, с форсунками подачи горючего и свечой зажигания) и имеет малый вес.

### 3.1 Расчеты модельного ИДД

На рисунке 3 показана схема воздушно–реактивного ИДД для дозвуковой скорости полета, для которого решалась задача внешнего и внутреннего обтекания с числами Маха набегающего воздушного потока  $M = 0.4, 0.6, 0.8$  на различных высотах. Входное устройство дозвукового ИДД представляет собой диффузор с малым расширением. КС ИДД представляет собой трубу, состоящую из двух частей: первая часть – это расширяющаяся коническая секция, а вторая часть – цилиндрический участок, являющийся продолжением конической секции. КС утоплена в ресивер таким образом, чтобы оставался кольцевой зазор, через который происходит истечение воздуха из ресивера в то время, когда доступа в КС нет. Вход в КС оборудован клапаном. Когда клапан закрыт, поток воздуха, прошедший через воздухозаборник и ресивер

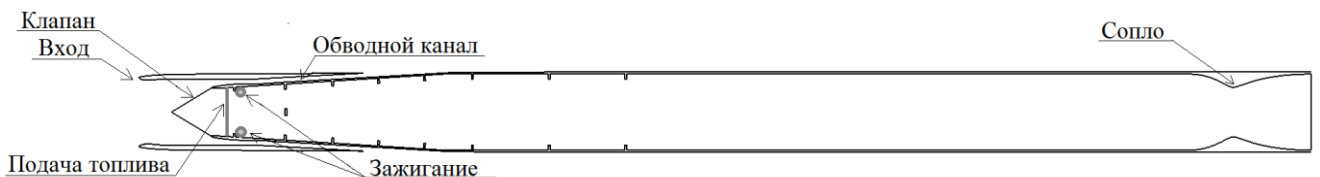


Рисунок 3. Схема осесимметричного дозвукового воздушно–реактивного ИДД в компоновке с входным устройством и соплом [29]

уходит в обводной канал, а затем в атмосферу. Когда же клапан открыт, весь поток воздуха попадает в КС, где происходит подача топлива. Воздух перемешивается с топливом, и вместе они образуют ТВС, которой заполняется камера. Механический клапан перекрывает 73% потока, когда вход в КС закрыт, и 48% – когда вход в КС открыт. За клапаном в КС находятся препятствия–турбулизаторы, представляющие собой кольцевые вставки со степенью перекрытия сечения, равной 30%. После последнего препятствия начинается гладкая цилиндрическая секция трубы. Правый конец КС оборудован реактивным сверхзвуковым соплом.

Двигатель имеет осевую симметрию и включает в себя следующие основные элементы:

- 1) входной диффузор (воздухозаборник) с заданными параметрами торможения потока;
- 2) ресивер (цилиндрический объем), в котором поток разделяется на две части: в КС и в обводной канал;
- 3) механический клапан, который разделяет поток на две части: в камеру сгорания и в обводной канал;
- 4) КС, представляющая собой трубу, оборудованную системой впрыска топлива, средствами зажигания и препятствиями–турбулизаторами;
- 5) сопло.

Циклический рабочий процесс ИДД состоит из трех стадий:

1) Клапан открыт, КС заполняется ТВС. Горючее подается в некотором сечении КС, расположенном перед первым кольцевым препятствием (см. рисунок 3). Во избежание контакта свежей ТВС с горячими продуктами детонации предыдущего цикла, горючее подается в поток воздуха с некоторой временной задержкой по отношению к моменту открытия клапана. Другими словами, между свежей смесью и горячими продуктами предусматривается образование воздушной «подушки».

2) КС заполнена ТВС, клапан закрывается, и начинается вторая стадия рабочего процесса. Горючая смесь в КС зажигается кольцевым внешним источником в зоне обратных токов, образуемой за первым турбулизатором (см.

рисунок 3). Пламя распространяется в турбулентном потоке ТВС, ускоряется и происходит ПГД. Образованная в результате ПГД детонационная волна бежит в направлении течения и выходит через сопло в атмосферу.

3) Истечение продуктов детонации. Эта стадия продолжается до тех пор, пока давление на клапане со стороны КС не уменьшится до некоторого заданного значения  $P^*$ , еще обеспечивающего положительное тяговое усилие. После достижения  $P^*$  клапан открывается, и цикл повторяется.

### 3.2 Разработка экспериментального образца ИДД

По результатам предварительных расчетов принципиальной схемы ИДД, описанной в разделе 3.1 диссертации, показана возможность достижения существенной положительной эффективной тяги такого двигателя в условиях дозвукового полета. Поставлена задача проектирования экспериментального образца ИДД с учетом реальных конструктивных особенностей обратного клапана, системы подачи топлива, системы зажигания и секции ИДД для быстрого перехода горения в детонацию.

Разработан и численно смоделирован облик ИДД для дозвукового полета, состоящий из ВЗУ с обратным клапаном (ОК), системы подачи жидкого топлива, системы форкамерного зажигания, КС с присоединенной детонационной трубой и (см. рисунок 4). Затем были проведены стендовые и полетные испытания разработанного ИДД.

#### 3.2.1 Расчетные исследования смешения и зажигания в экспериментальном образце ИДД

Проведены параметрические многомерные численные расчеты нестационарного циклического рабочего процесса в ИДД в условиях полета с дозвуковой скоростью.

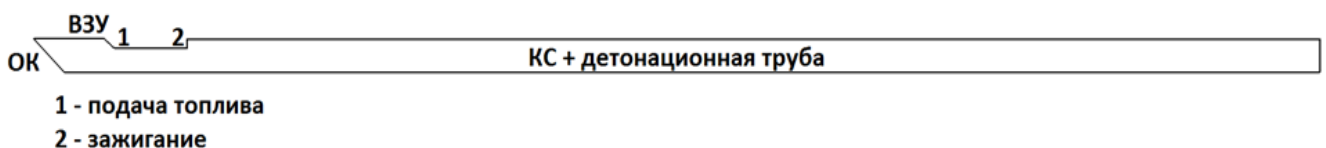


Рисунок 4. Схема дозвукового ИДД [146]

Цель расчетов – оптимизация рабочего процесса и выбор наилучшей компоновки ИДД в составе аэродинамической модели с несущими крыльями и определение влияния масштабного фактора на тяговые и массогабаритные характеристики ИДД. Расчеты включали поиск наилучших способов зажигания и повышения уровня турбулентности на участке ускорения пламени в детонационной трубе ИДД, а также составление требований к активным добавкам к керосину ТС–1, позволяющим сократить длину ПГД.

Структурированная расчетная сетка модели ИДД содержит более 1 млн ячеек (представлена на рисунках 5а и 5б). Расчеты проводятся для условий обтекания ИДД свободным потоком воздуха. Расчетная схема модели с указанием граничных условий представлена на рисунке 5в. В расчетах, как и в п. 3.1, используется комбинированная модель горения с методом явного выделения фронта пламени и методом частиц. Моделирование течения капель керосина выполняется в Лагранжевой постановке с использованием моделей испарения Дуковича, и волновой модели дробления. Химические реакции в газовой фазе моделируются с использованием глобального кинетического механизма для пропана.

В предложенной модели ИДД (см. рисунок 5) горючая смесь зажигается слабым источником (энергия зажигания  $\sim 0.1$  Дж), находящимся в специальной форкамере (см. рисунок 6), размещенной в выходном сечении ВЗУ. Основное условие надежного зажигания и дальнейшего развития процесса горения – это формирование реакционноспособной смеси как в форкамере, так и в тракте модели ИДД. Моделирование начинается с процесса заполнения тракта горючей смесью. Горючее (жидкий керосин) подается через форсунки (см. рисунок 6, позиция 4) под углом 20 градусов к продольной оси ИДД. Расчет проводится до установления стационарного решения, когда массовые расходы через входное и выходное сечения ИДД выходят на постоянные значения. Результаты для процесса наполнения двигателя горючей смесью представлены на рисунках 7 и 8. На рисунке 7 показаны графики зависимости массовых расходов через вход и выход тракта, а на рисунке 8 – расчетные поля параметров течения стационарного течения.

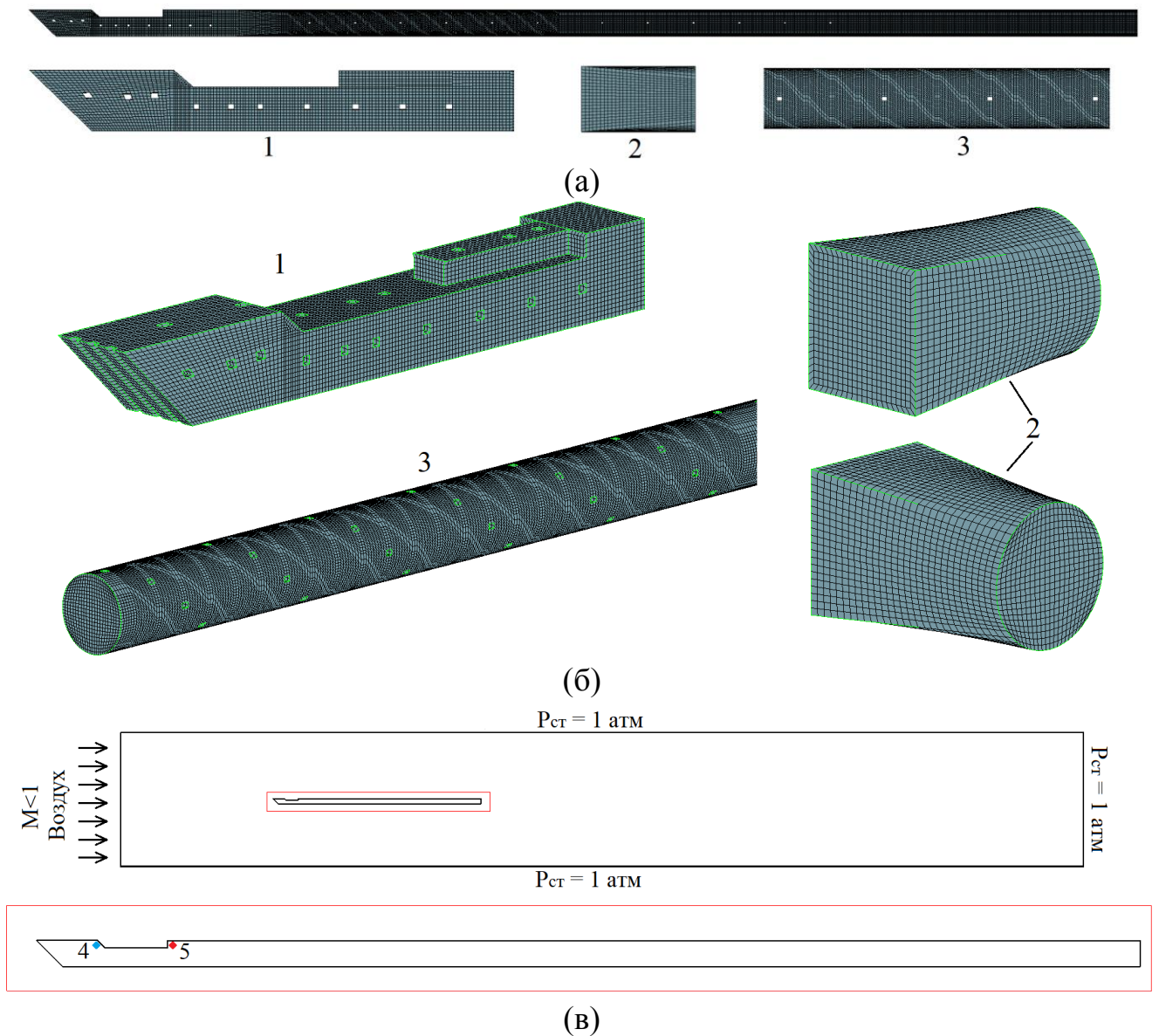


Рисунок 5. Импульсно–детонационный двигатель [146]: а – расчетная сетка; б – элементы расчетной сетки (изометрия); в – расчетная схема. Цифрами обозначены: 1 – секция ВЗУ, смешения и зажигания; 2 – переходник; 3 – секция ускорения пламени; 4 – подача горючего; 5 – источник зажигания

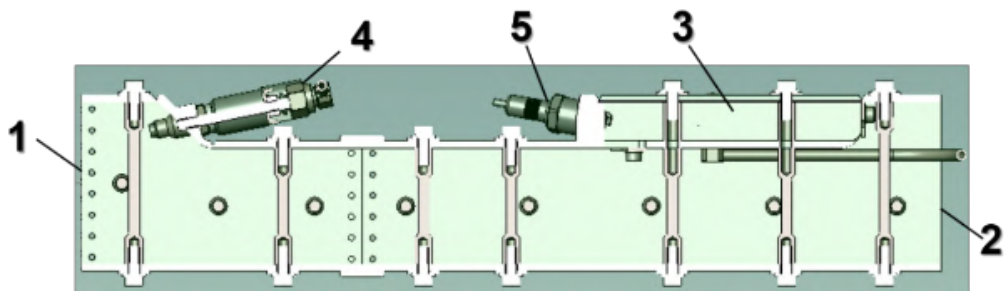


Рисунок 6. Секция смешения и зажигания (общий вид) [146]: 1 – выходное сечение ВЗУ; 2 – входное сечение секции ускорения пламени; 3 – форкамера; 4 – форсунка; 5 – свеча зажигания



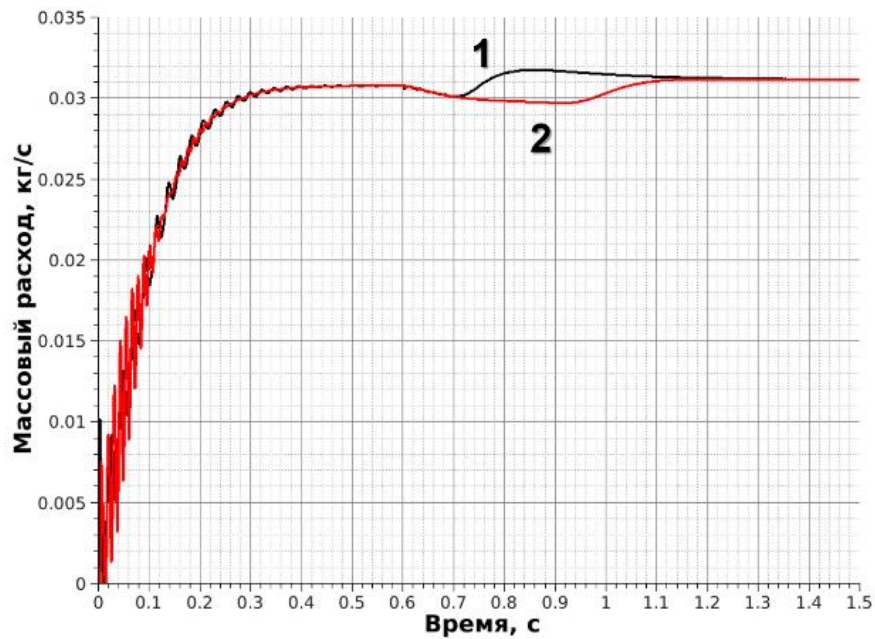


Рисунок 7. Расчетные зависимости массового расхода горючей смеси от времени (форкамера сверху) [146]: 1 – входное сечение секции ускорения пламени; 2 – выходное сечение сопла ИДД

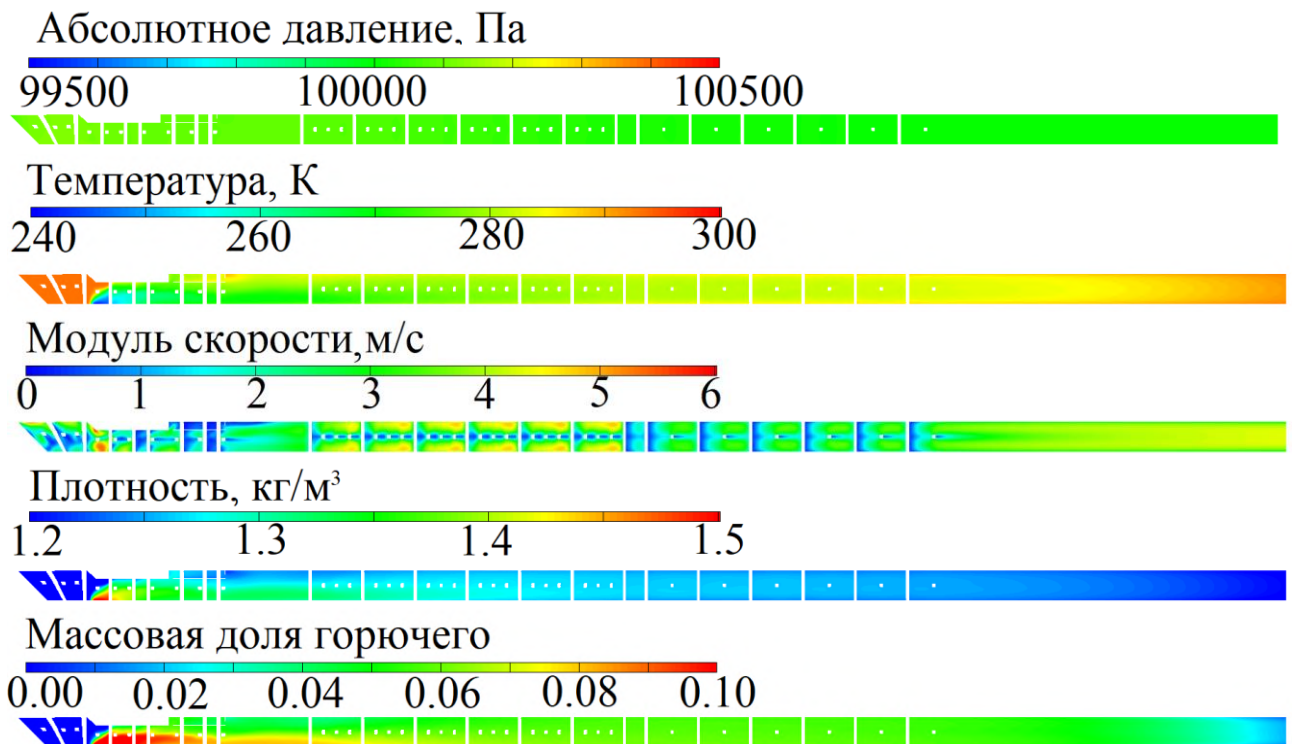


Рисунок 8. Расчетные поля параметров течения в тракте ИДД в конце процесса наполнения [146]: абсолютное давление, температура, модуль скорости, плотность, массовая доля горючего

Анализ расчетов заполнения тракта ИДД горючей смесью (см. рисунки 8 и 9) показывает, что форкамера и тракт ИДД заполняются смесью практически равномерно по всей длине ИДД (массовая доля паров горючего 0.04–0.05). Однако в нижней части выходного сечения воздухозаборника наблюдается формирование более реакционноспособной горючей смеси, чем в верхней его части (массовая

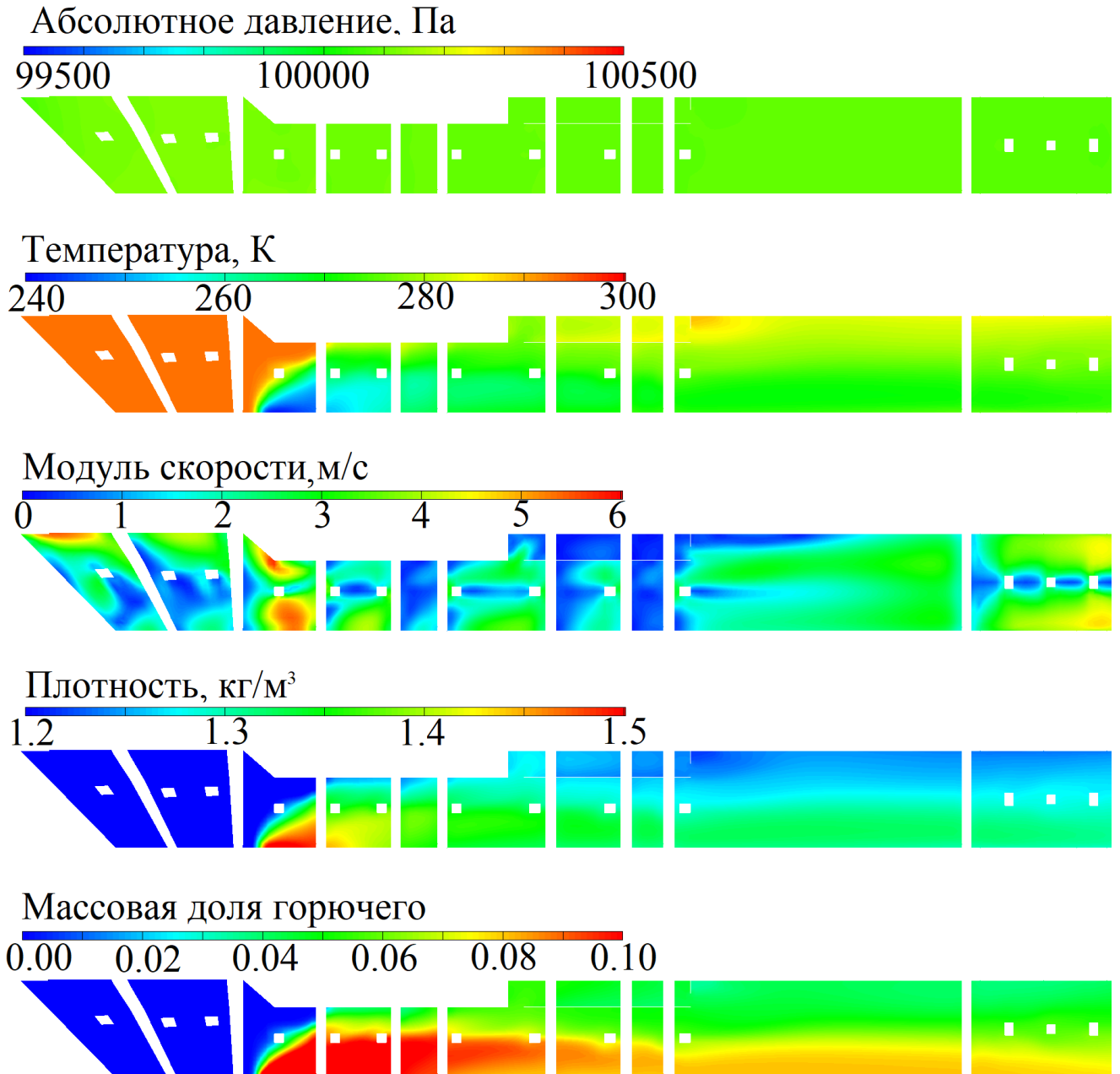
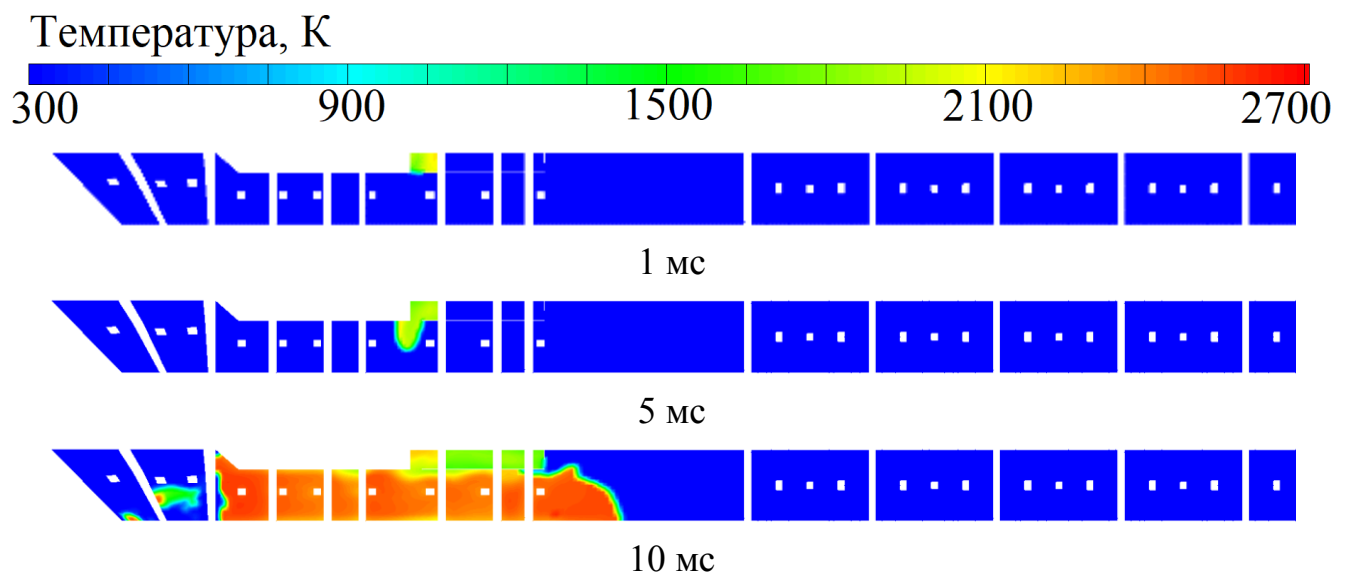


Рисунок 9. Расчетные поля параметров течения в воздухозаборнике и во входной части секции ускорения пламени в процессе наполнения ИДД горючей смесью (форкамера сверху) [146]: абсолютное давление; температура; модуль скорости; плотность; массовая доля паров горючего

концентрация паров горючего здесь достигает 0.09). В связи с этим сделан вывод о целесообразности размещения форкамеры в нижней части выходного сечения воздухозаборника, что позволило бы повысить надежность зажигания и интенсифицировать процесс ускорения пламени. После установления течения в тракте ИДД производилось зажигание горючей смеси. Зажигание моделировалось размещением горячего очага энерговыделения заданного размера (обычно 3 мм) в течение заданного промежутка времени (обычно 2 мс) за уступом форкамеры. Результаты типового расчета зажигания смеси с последующим распространением ускоряющегося пламени представлены на рисунке 10, причем здесь форкамера расположена сверху. В приведенном примере ПГД не зарегистрирован.

Перемещение форкамеры вниз, как и ожидалось, приводит к более быстрому ускорению пламени (см. рисунки 11–14), причем температура продуктов горения в очаге зажигания существенно выше, чем при расположении ее сверху.

На рисунке 15 проведено сравнение двух зависимостей скорости пламени от пройденного расстояния: для схем с форкамерой сверху и снизу. При построении рисунка 15 рассматривалась лидирующая точка фронта пламени. Скорость пламени в схеме с форкамерой снизу оказалась выше практически на всем протяжении тракта ИДД. На основе полученных результатов принято решение об изменении расположения форкамеры в исходно разработанном образце ИДД: она перемещена в нижнюю часть выходного сечения воздухозаборника.



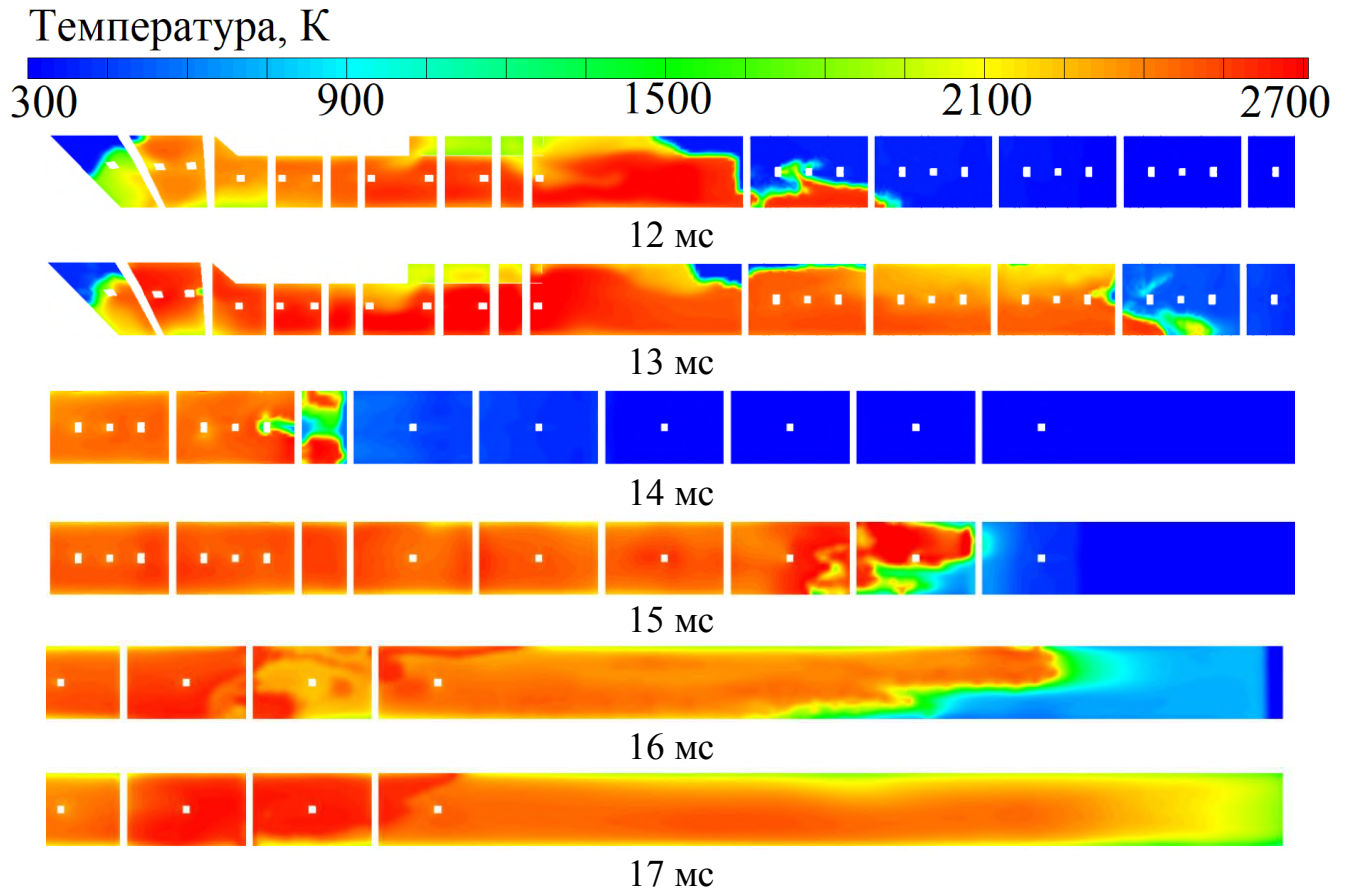


Рисунок 10. Расчетные поля температуры в разные моменты времени после зажигания в тракте ИДД (форкамера сверху) [146]

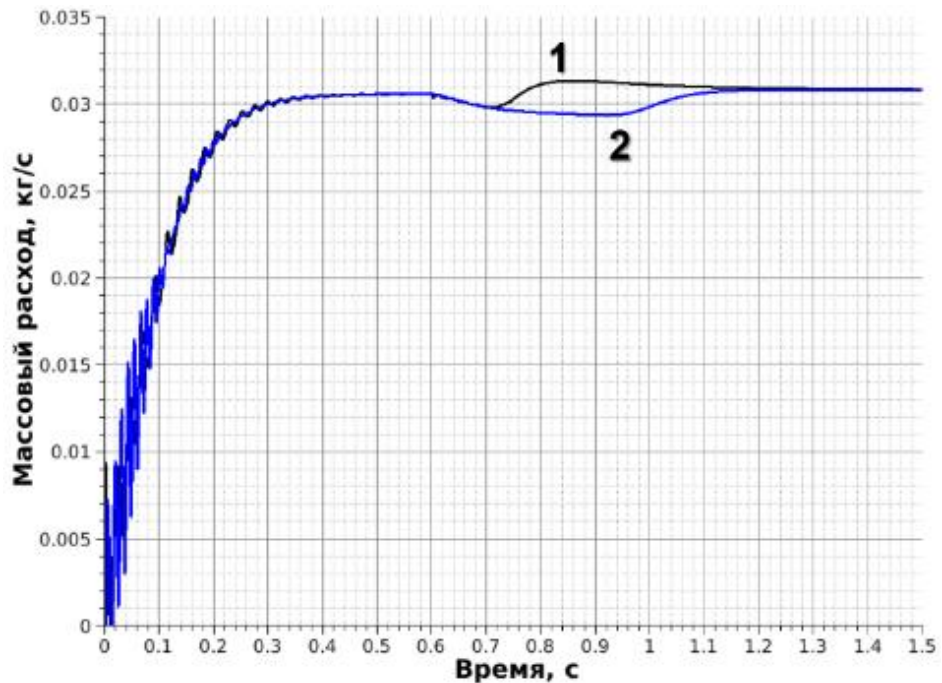


Рисунок 11. Расчетные зависимости массового расхода горючей смеси от времени (форкамера снизу) [146]: 1 – входное сечение секции ускорения пламени; 2 – выходное сечение ИДД

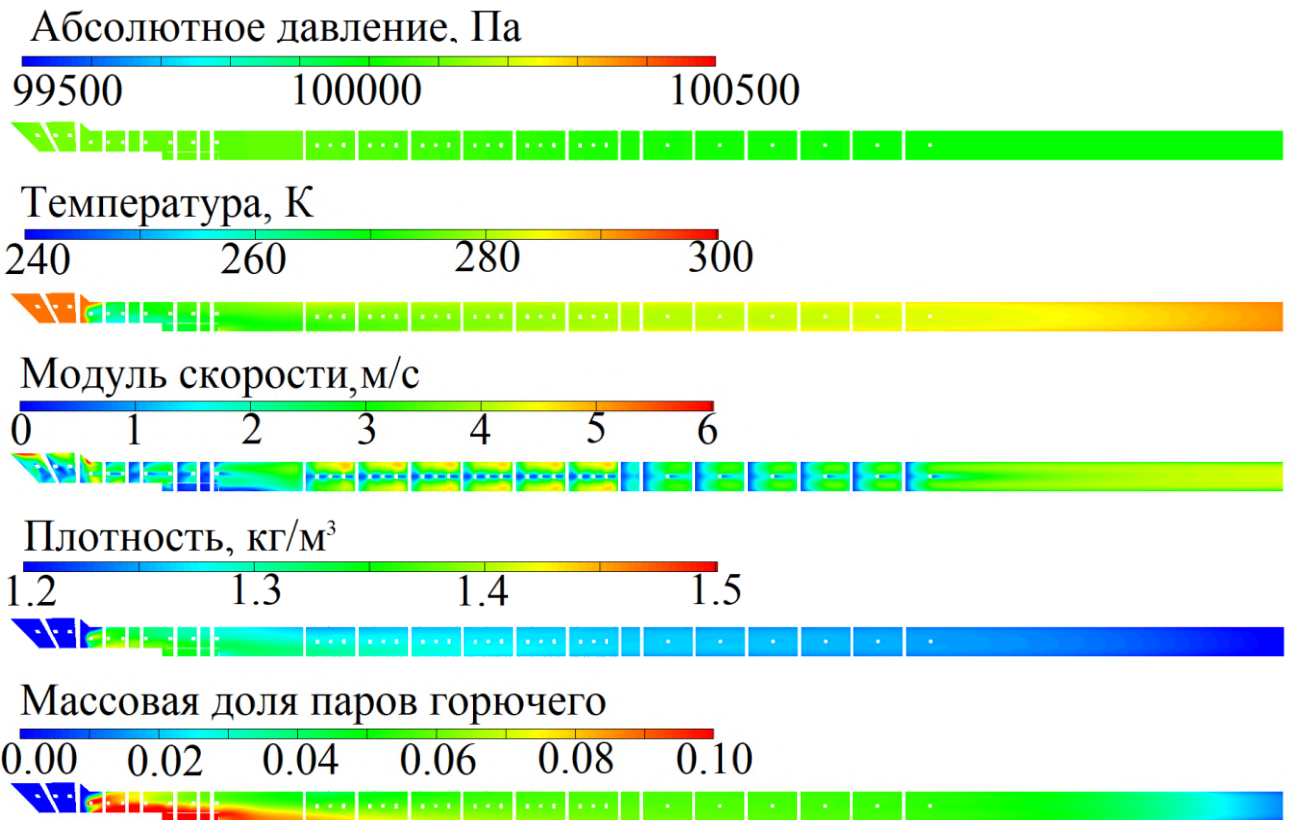
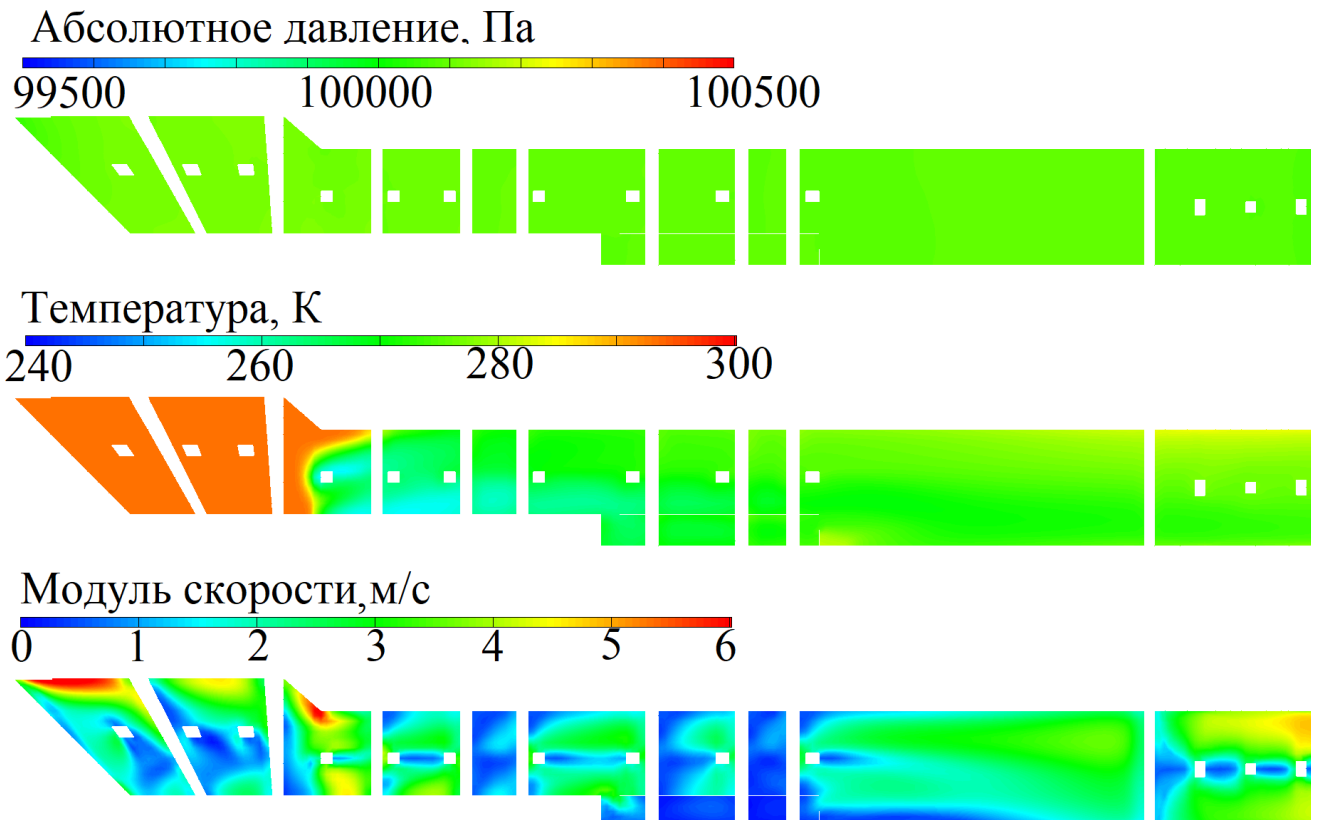


Рисунок 12. Расчетные поля параметров течения в тракте ИДД (форкамера снизу) [146]: абсолютное давление; температура; проекция скорости течения на продольную ось; скорость течения; плотность; массовая концентрация горючего





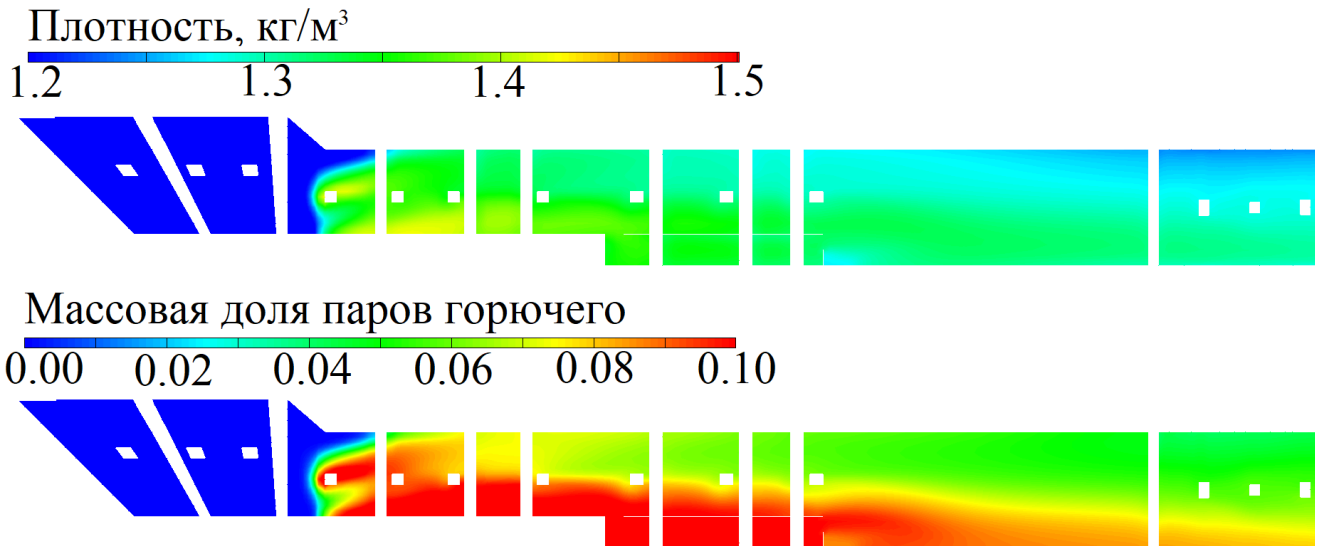
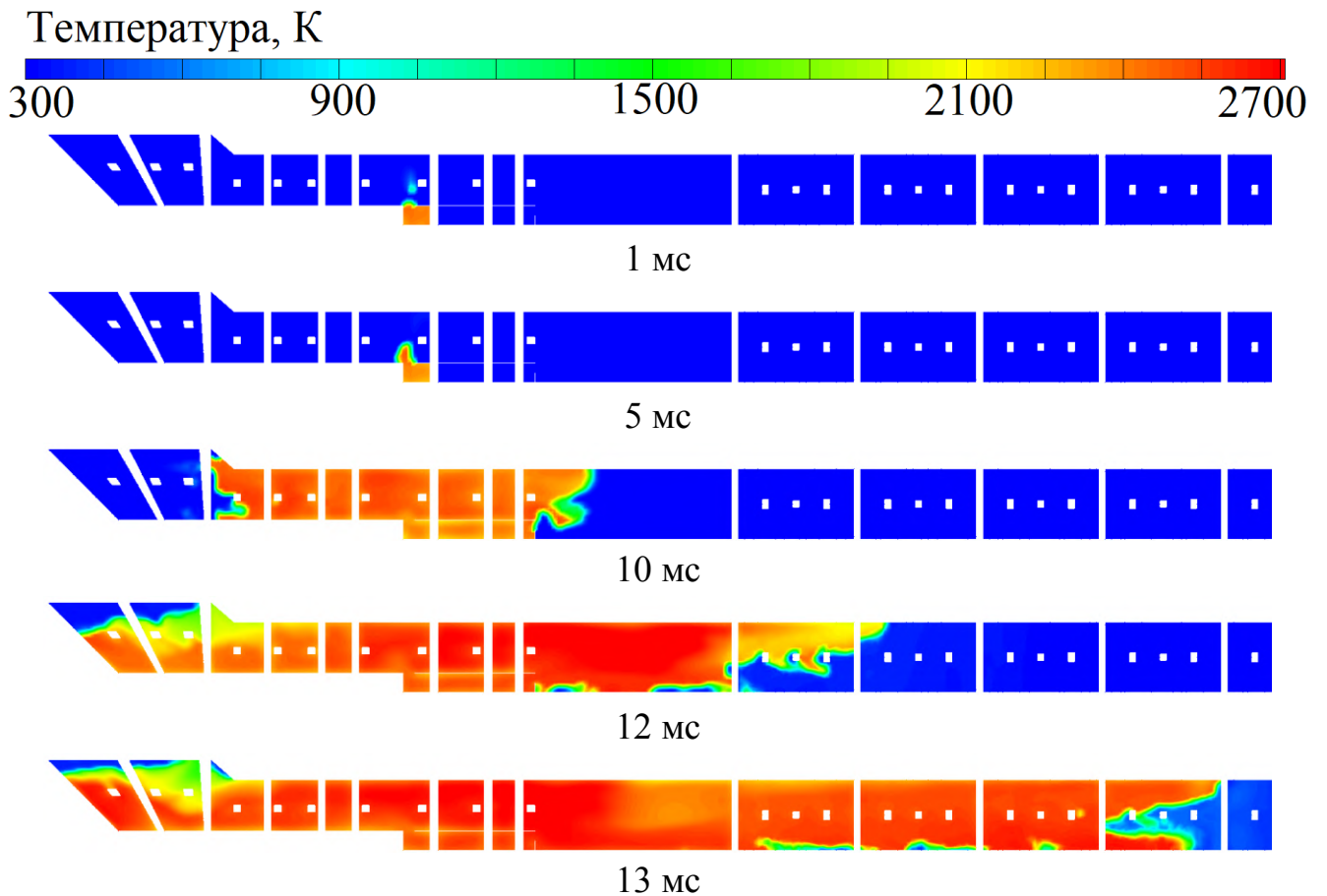


Рисунок 13. Расчетные поля параметров в воздухозаборнике и во входной части секции ускорения пламени (расположение форкамеры снизу) [146]: абсолютное давление; температура; скорость течения; плотность; массовая концентрация паров горючего



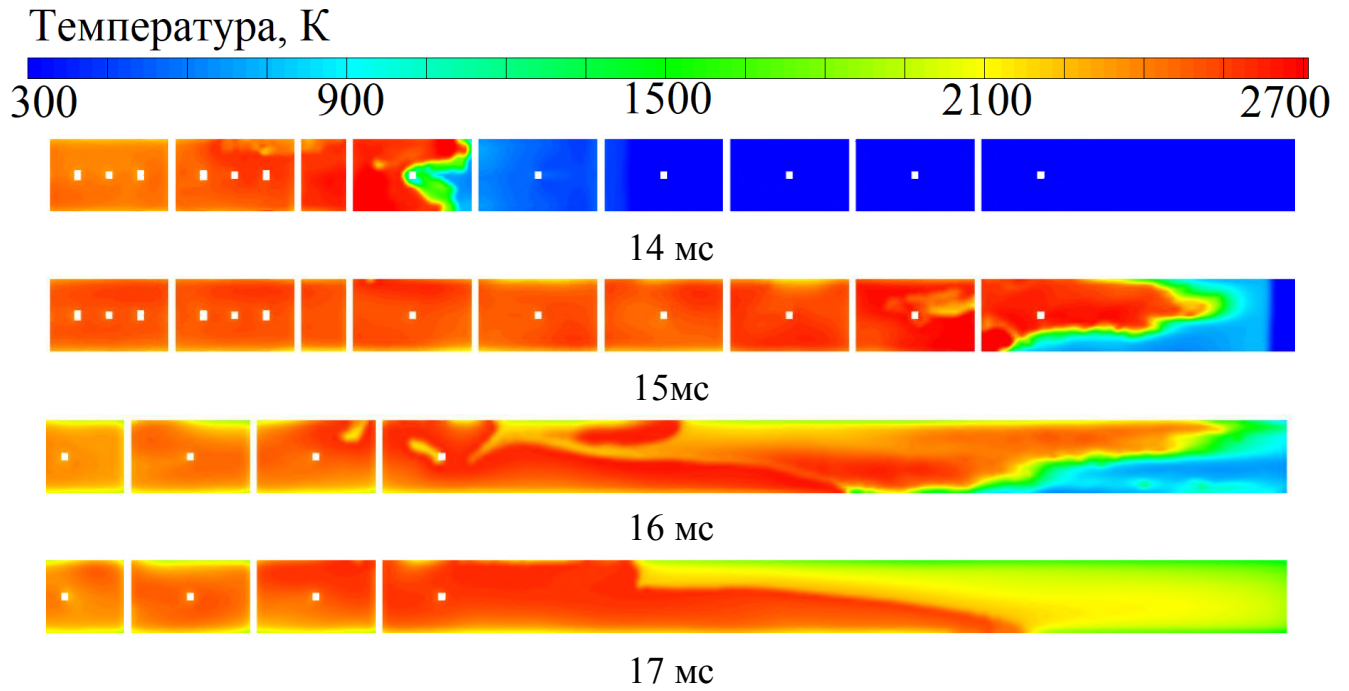


Рисунок 14. Расчетные поля температуры в тракте ИДД в разные моменты времени (форкамера снизу) [146]

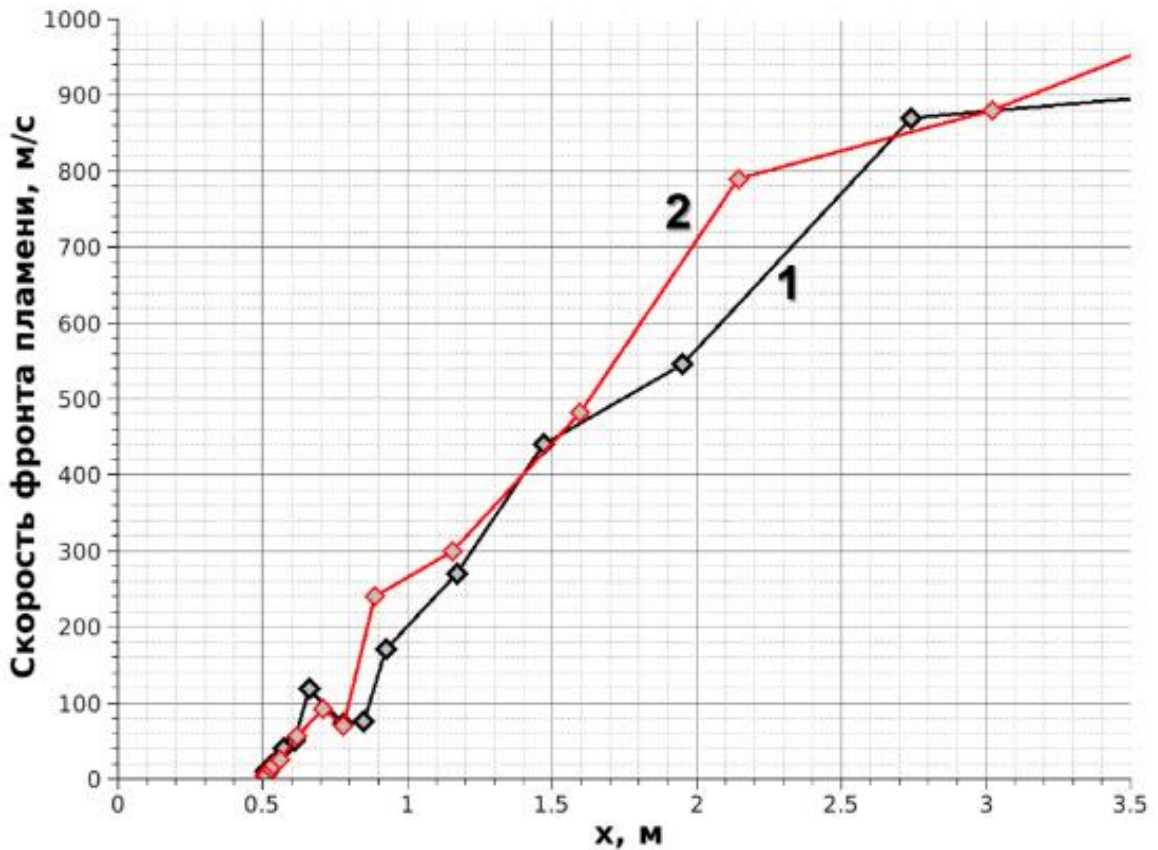


Рисунок 15. Расчетные зависимости скорости лидирующей точки фронта пламени от времени [146]: 1 – схема зажигания с форкамерой сверху, 2 – схема с форкамерой снизу

### 3.2.2 Расчеты различных вариантов повышения уровня турбулентности на участке ускорения пламени в детонационной трубе ИДД

Для поиска путей повышения турбулентности на участке ускорения пламени проведены трехмерные параметрические расчеты холодной продувки ИДД горючей смесью с изменением системы препятствий, обеспечивающих минимальное гидравлическое сопротивление тракта ИДД. В ходе расчетов проводилась оценка степени влияния различных препятствий–турбулизаторов на уровень турбулентности в воздухозаборнике и в секции ускорения пламени. В качестве критерия выбора наилучшей системы препятствий используется величина средней турбулентной кинетической энергии в выходном сечении секции ускорения пламени. Примеры расчетов представлены на рисунках 16–21.



Рисунок 16. Расчетные поля параметров течения в тракте ИДД с форкамерой снизу при холодной продувке горючей смесью без препятствий–турбулизаторов в воздухозаборнике [146]



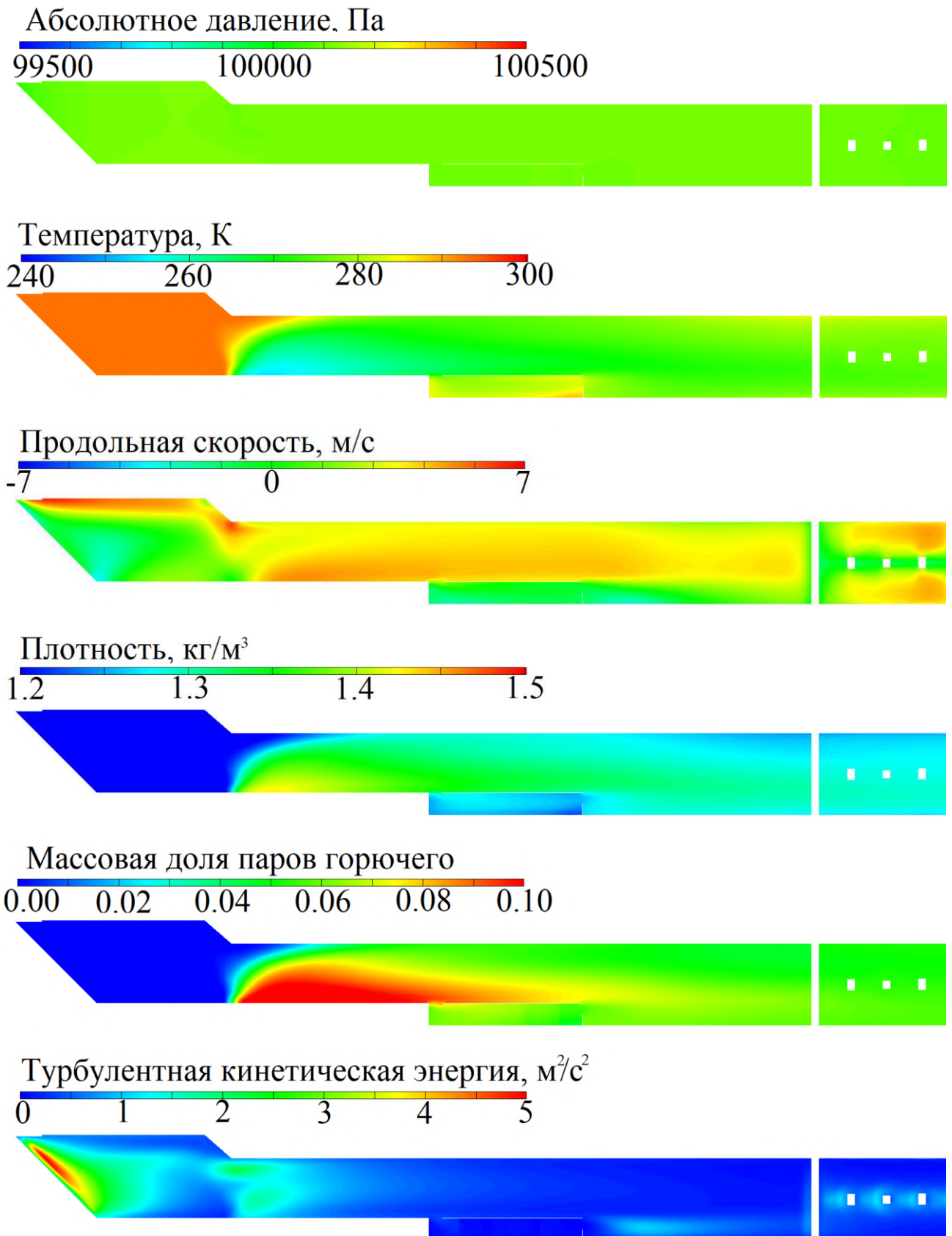


Рисунок 17. Расчетные поля параметров течения в воздухозаборнике и во входной части секции ускорения пламени при холодной продувке горючей смесью без препятствий–турбулизаторов в воздухозаборнике [146]

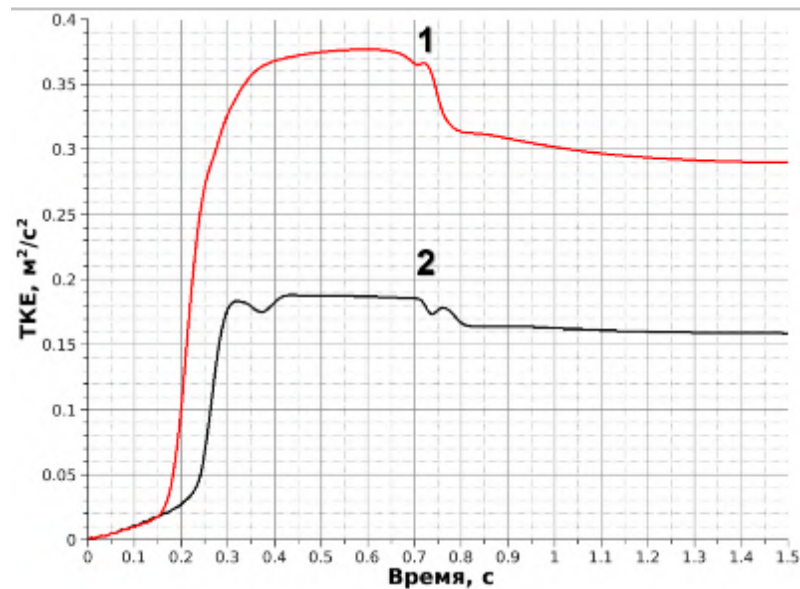


Рисунок 18. Расчетные зависимости средней турбулентной кинетической энергии в выходном сечении секции ускорения пламени [146]: 1 – с препятствиями–турбулизаторами, 2 – без препятствий–турбулизаторов

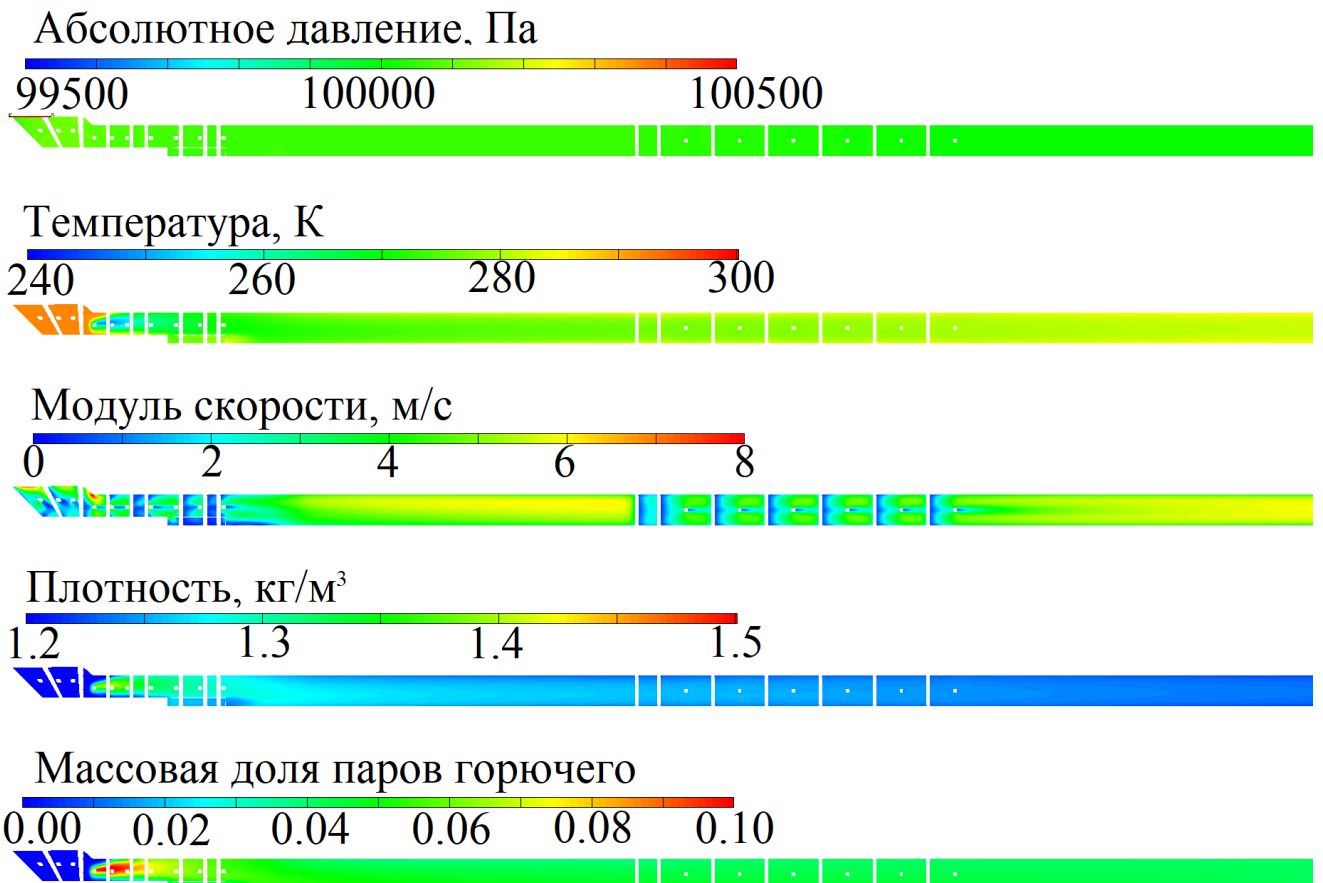


Рисунок 19. Расчетные поля параметров течения в тракте ИДД с форкамерой снизу при холодной продувке горючей смесью без препятствий–турбулизаторов на начальном участке секции ускорения пламени [146]

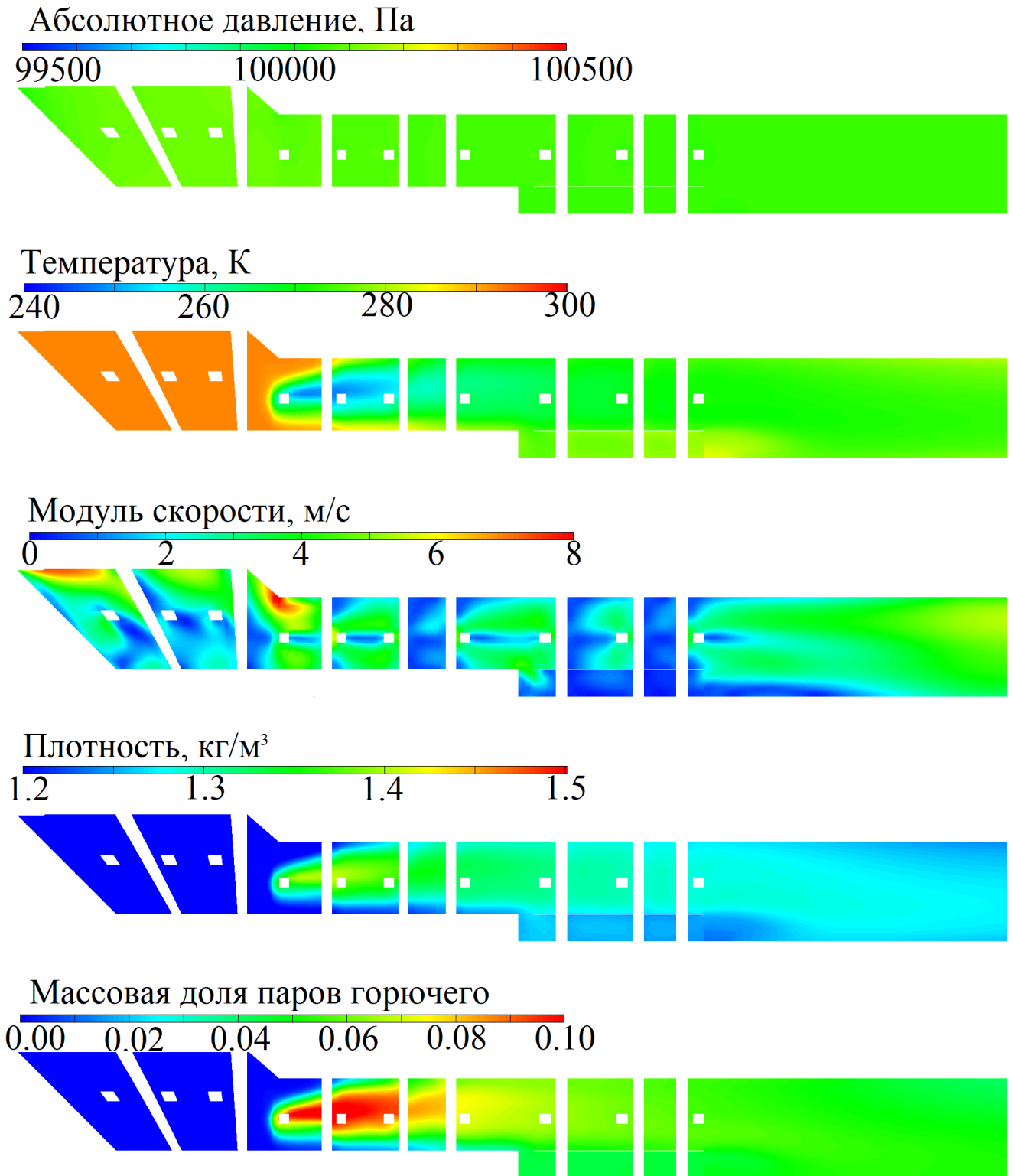


Рисунок 20. Расчетные поля параметров течения в воздухозаборнике и во входной части секции ускорения пламени при холодной продувке горючей смесью без препятствий–турбулизаторов на начальном участке секции ускорения пламени [146]

Анализ проведенных расчетов показал, что препятствия–турбулизаторы необходимо устанавливать не только на участке ускорения пламени, но и в воздухозаборнике в ближайшей окрестности к источнику зажигания, несмотря на некоторое повышение гидравлического сопротивления тракта ИДД. Установка препятствий–турбулизаторов в воздухозаборнике значительно ускоряет ПГД, причем предпочтение следует отдавать препятствиям с меньшим гидравлическим сопротивлением. На основе расчетов принято решение разместить препятствия–турбулизаторы и в воздухозаборнике, и в секции ускорения пламени экспериментального образца ИДД. Это должно привести к существенному повышению уровня турбулентности потока в выходном сечении секции ускорения пламени и, как следствие, к сокращению преддетонационного расстояния.

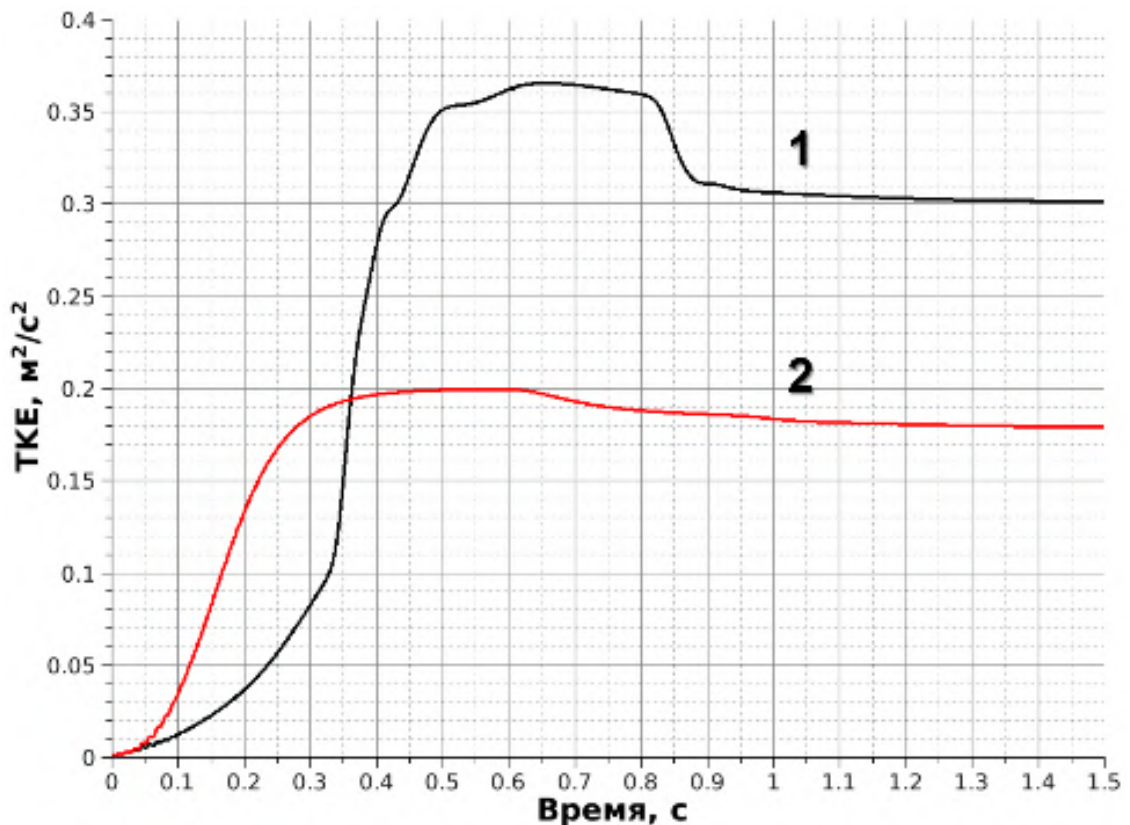
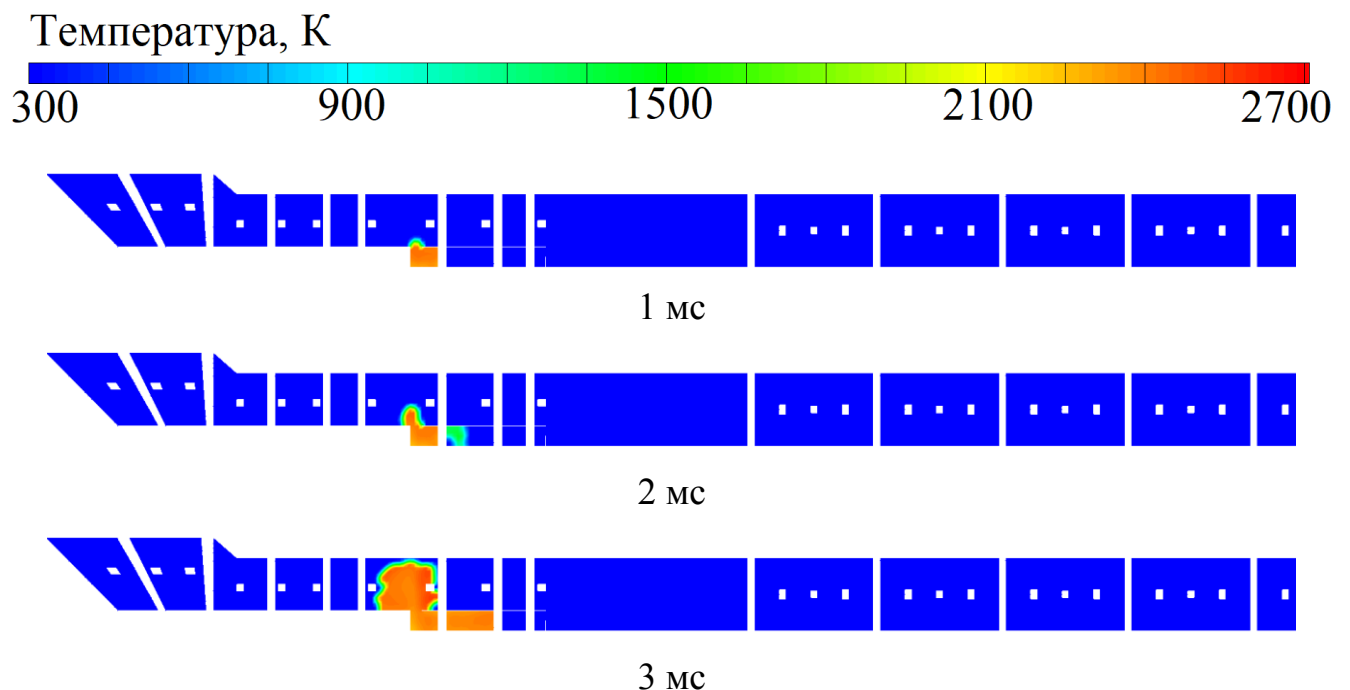


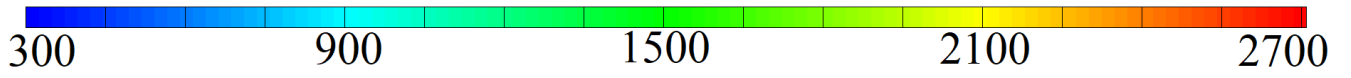
Рисунок 21. Расчетные зависимости средней турбулентной кинетической энергии в выходном сечении секции ускорения пламени от времени [146]: 1 – с препятствиями–турбулизаторами, 2 – без препятствий–турбулизаторов

### 3.2.3 Анализ влияния активных добавок к жидкому горючему

Для поиска путей сокращения преддетонационного расстояния проведены трехмерные параметрические расчеты рабочего процесса в ИДД с активными добавками. В этом качестве рассматривались добавки изопропилнитрата (ИПН) в количестве 10%, 20% и 30% об. к жидкому горючему. Для этой цели специально разработана и верифицирована кинетика окисления трехкомпонентной смеси "жидкое горючее–ИПН–воздух". Примеры результатов расчетов представлены на рисунках 22 и 23. Как и следовало ожидать, активная добавка к горючему практически не влияет на динамику фронта пламени на начальных участках его ускорения, однако при повышении температуры ударно сжатой смеси до уровня, при котором начинается быстрое разложение ИПН (на расстоянии около 2 м от источника зажигания), в предпламенной зоне происходит самовоспламенение ударно сжатой смеси и ПГД. Наилучшим составом горючей смеси, обеспечивающим кратчайшее преддетонационное расстояние, оказался состав с содержанием ИПН на уровне 30% об. Ввиду того, что значение преддетонационного расстояния определяет минимальную длину экспериментального образца ИДД и, следовательно, его вес, применение ИПН в качестве активной добавки к горючему при необходимости позволяет уменьшить массогабаритные характеристики экспериментального образца ИДД.



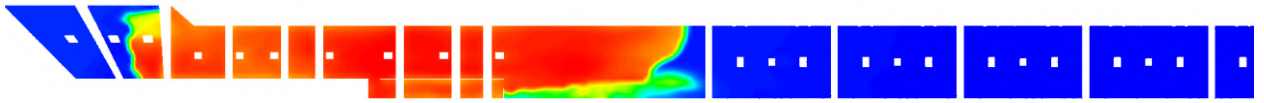
Температура, К



4 мс



5 мс



6 мс



7 мс



7.5 мс



8 мс



8.25 мс



8.5 мс



8.75 мс



9 мс



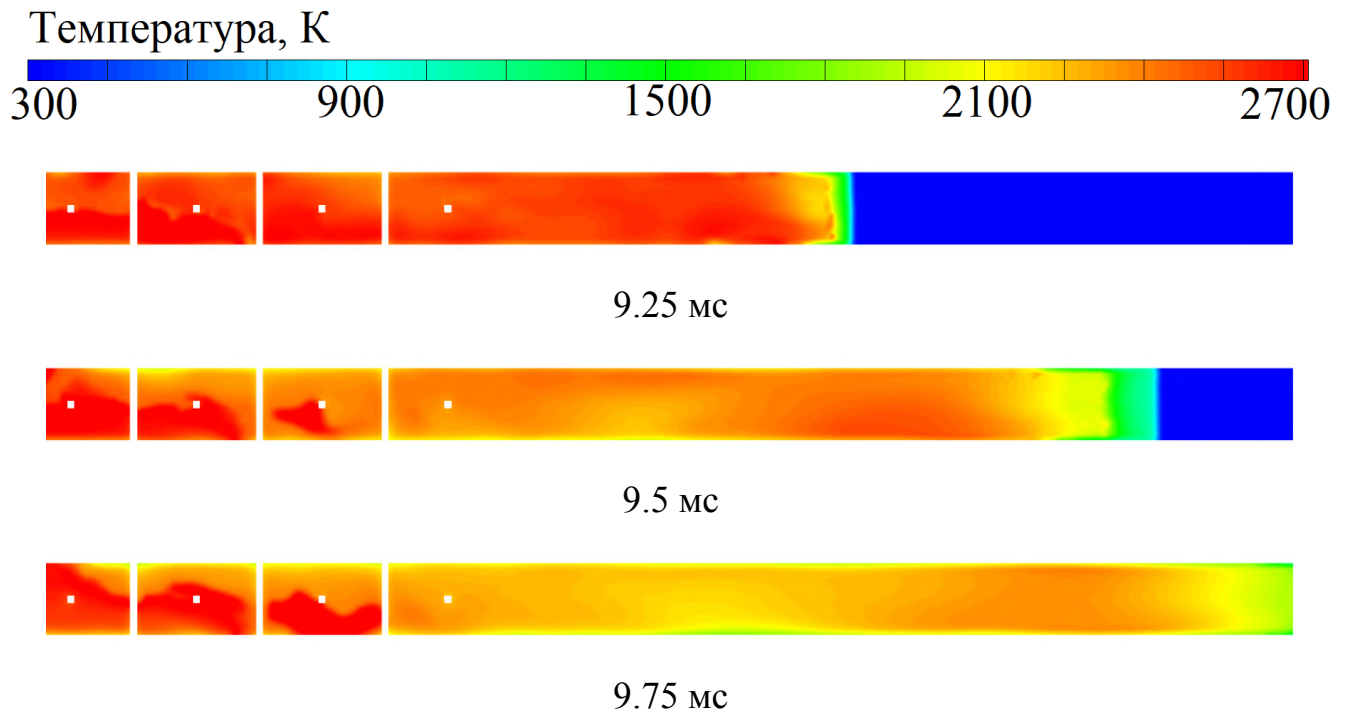


Рисунок 22. Расчетные поля температуры в тракте ИДД в разные моменты времени [146]: добавка ИПН (30 % об.) к жидкому горючему

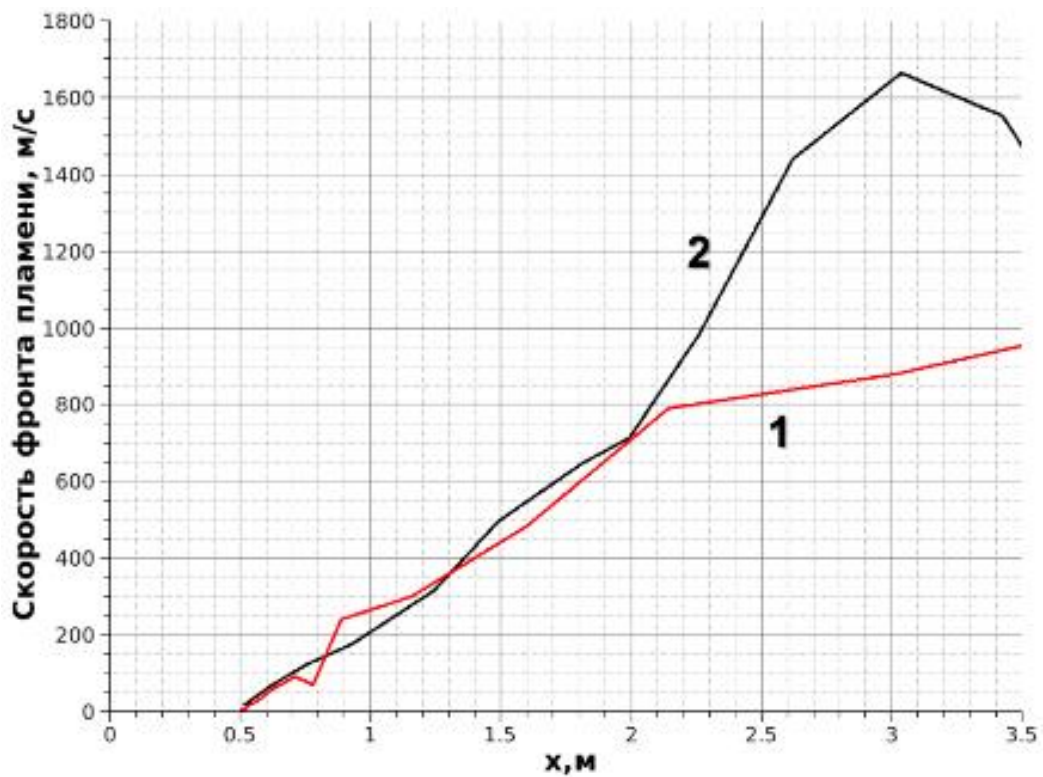


Рисунок 23. Расчетные зависимости скорости лидирующей точки фронта пламени от времени [146]: 1 – без ИПН, 2 – с ИПН

### **3.3 Экспериментальные исследования рабочего процесса в ИДД**

По результатам расчетов спроектирован и изготовлен экспериментальный образец ИДД на жидком углеводородном горючем. Проведены испытания экспериментального образца ИДД на стендах с присоединенным воздухопроводом и свободным потоком воздуха. Цель испытаний заключалась в экспериментальной оптимизации рабочего процесса и выборе наилучшей компоновки ИДД на жидком горючем в составе аэродинамической модели с несущими крыльями. Эксперименты включали отработку различных способов зажигания и повышения уровня турбулентности на участке ускорения пламени, применение доступных активных добавок (типа ИПН) к жидкому горючему, позволяющим сократить длину ПГД, а также подбор конструкционных материалов для уменьшения массогабаритных характеристик однотрубного ИДД. Эксперименты завершены серией экспериментов с изменением скорости набегающего воздушного потока, на основе которой создана карта рабочих режимов ИДД.

#### ***3.3.1 Экспериментальный образец ИДД, экспериментальный стенд и система регистрации***

В соответствии с результатами расчетов и с расчетной компоновочной схемой ИДД разработана конструкторская документация и изготовлен опытный образец ИДД на жидком горючем для отработки рабочего процесса и оценки тяговых характеристик. Образец ИДД выполнен из отдельных модулей для облегчения оптимизации его конструкции в процессе испытаний. Образец состоит из обратного клапана, секции подачи топлива с форсунками высокого давления (до 100 атм), секции с форкамерой, переходной секции на трубу Д100, секций с препятствиями–турбулизаторами и гладкой секции трубы. Часть образца ИДД, включающая обратный клапан, секция подачи топлива, секция с форкамерой и переходной секцией на круглую трубу, представляет собой КС, которая выполнена из алюминия марки АД31. В огневых испытаниях с рабочей частотой до 14 Гц температура стенок КС не превышала 120°С. Секции с препятствиями–турбулизаторами и гладкая секция образца ИДД выполнены из нержавеющей стали 12Х18Н9Т (труба 100х1). Препятствия–турбулизаторы также выполнены из

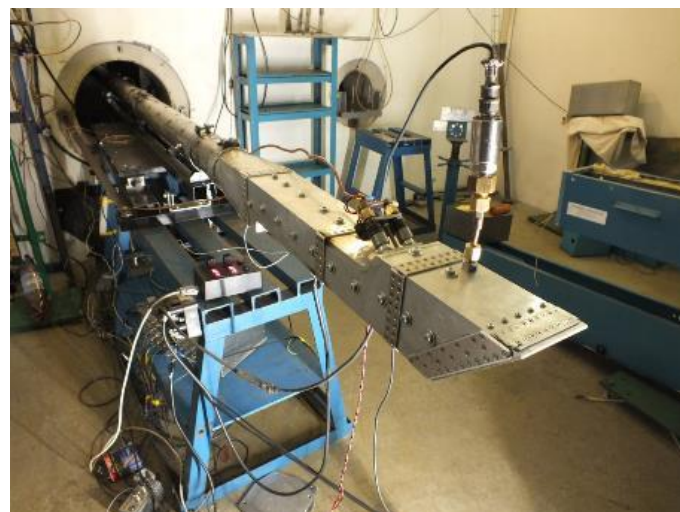


нержавеющей стали. В огневых испытаниях температура стенок трубы не превышала  $200^{\circ}\text{C}$ , а температура препятствий–турбулизаторов –  $500^{\circ}\text{C}$ .

Модель экспериментального образца ИДД устанавливалась на стенде с турбовоздуходувкой, обеспечивающей скорость набегающего потока от 20 до 100 м/с в схеме с присоединенным воздухопроводом. Скорость набегающего воздушного потока измерялась с помощью трубки Пито, установленной в канале подачи воздуха. При включении и выключении воздуха определялись нулевая линия тяги и холодное сопротивление экспериментального образца ИДД. На рисунке 24 показаны фотографии ИДД, установленного на испытательном стенде.



а



б

Рисунок 24. Фотографии экспериментального образца ИДД [147]: а – общий вид экспериментальной установки с ИДД; б – камера сгорания ИДД

Наличие детонации в экспериментальном образце ИДД определялось по двум ионизационным зондам [147], установленным в гладкой секции ИДД на расстоянии 330 мм друг от друга. Показания ионизационных зондов также использовались для подсчета степени заполнения трубы горючей смесью и скорости распространения детонационного фронта. На рисунке 25 показан пример записей ионизационных зондов для рабочего процесса с частотой 4 Гц и скорости детонации около 1800 м/с. Кроме измерений скорости детонации в огневых испытаниях измерялось давление в КС ИДД в окрестности обратного клапана и тяга, создаваемая экспериментальным образцом ИДД. Для измерений тяги использовался специально разработанный тяговый стол. На рисунке 26 представлена зависимость давления на клапане от времени в одиночном импульсе при частоте работы ИДД, равной 4 Гц. На рисунке 27 изображена зависимость тягового усилия ИДД от времени в 10 рабочих циклах при рабочей частоте, равно 14 Гц. Максимальное значение давления на обратном клапане составляет 600–700 кПа, причем оно достигается уже после выхода детонационной волны из сопла экспериментального образца ИДД. Средняя тяга ИДД вычисляется путем

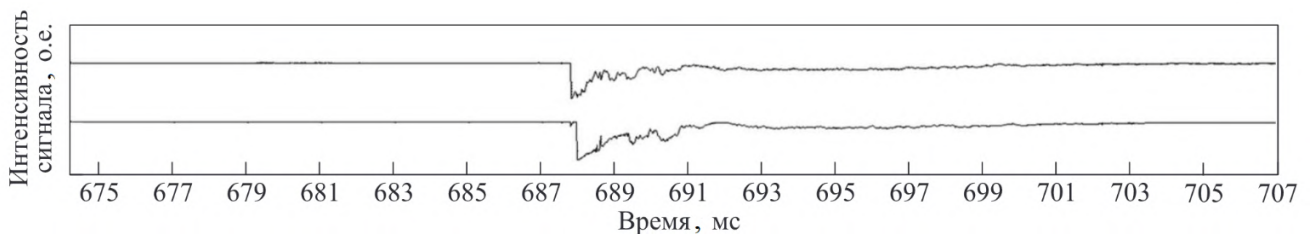


Рисунок 25. Пример записей ионизационных зондов для в одиночном импульсе тяги, при рабочей частоте, равной 4 Гц [147]

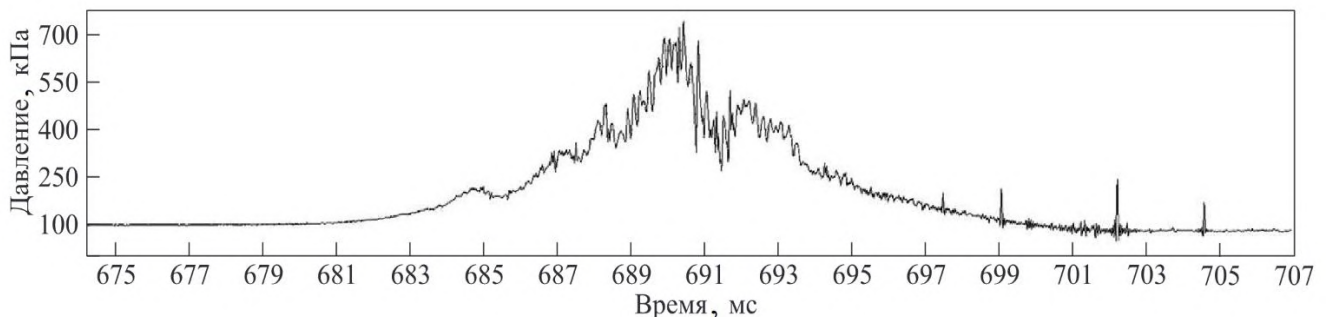


Рисунок 26. Пример записи давления на обратном клапане ИДД в одиночном импульсе тяги, при рабочей частоте, равной 4 Гц [147]

интегрирования зависимости тяги от времени за интервал времени не менее 10 с и количестве импульсов не менее 50.

На рисунке 28 показаны результаты сравнения расчетных и полученных в результате стендовых испытаний зависимостей тяги ИДД от скорости набегающего воздушного потока. Результаты сравнения показывают хорошее согласие расчетных и полученных на стенде экспериментальных данных.

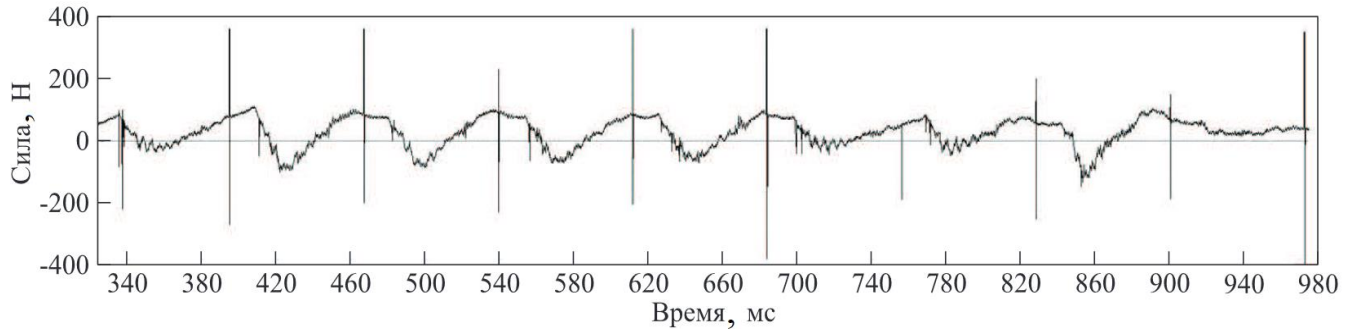


Рисунок 27. Пример записи тяги ИДД в 10 циклах при частоте, равной 14 Гц [147]

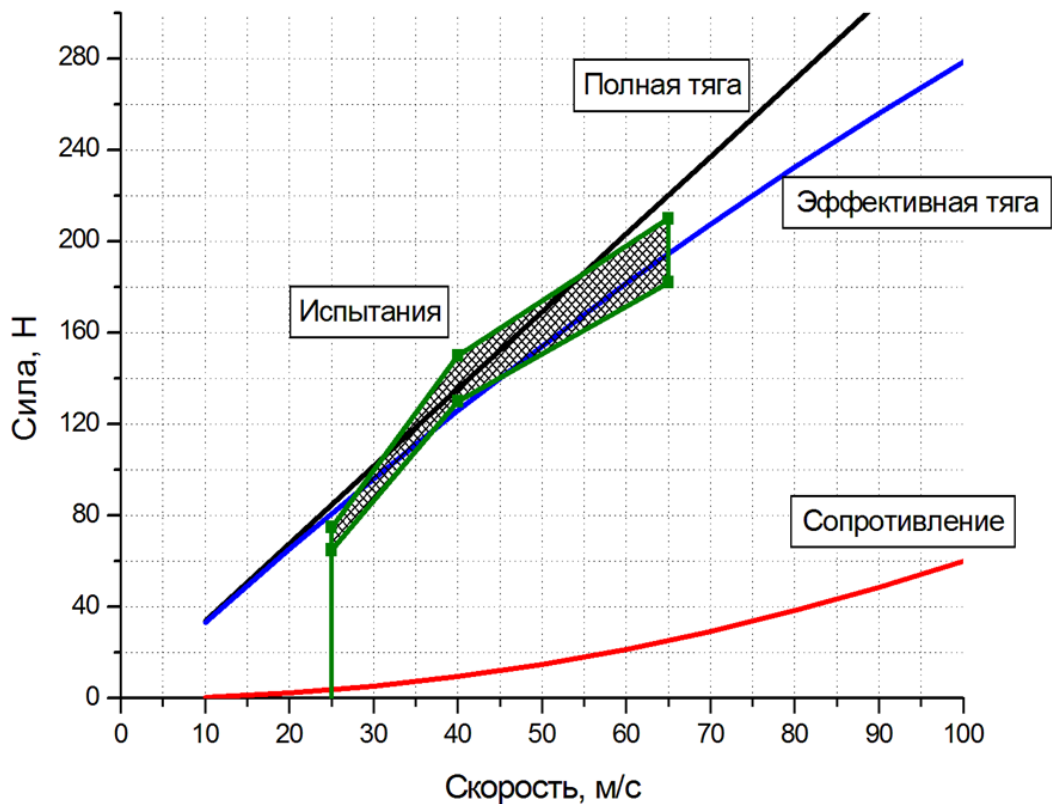


Рисунок 28. Сравнение расчетных и экспериментальных зависимостей тяги экспериментального образца ИДД от скорости набегающего потока [147]

### 3.3.2. Результаты бросковых испытаний

Результаты испытаний показали возможность улучшения характеристик ИДД на жидком горючем. В результате созданы соответствующие экспериментальные образцы для проведения бросковых полетных испытаний в составе летательного аппарата. На рисунке 29 изображена модель ИДД на жидком горючем для испытаний в составе летательного аппарата. На рисунке 30 показаны фотографии БПЛА в однотрубной и двухтрубной конфигурации, установленного и подготовленного к пуску. На рисунке 31а и 31б показаны некоторые кадры с других камер, использовавшихся при испытаниях. В частности, на рисунке 31а видна работа одного из ИДД при полете БПЛА в двухтрубной конфигурации.

Результаты бросковых испытаний показали, что при включении ИДД БПЛА набирает скорость (см. рисунок 31в) При включении ИДД скорость полета увеличивается, что говорит о положительной эффективной тяге силовой установки, установленной на БПЛА. Таким образом, подтверждены результаты расчетов, показывающие перспективность использования ИДД в качестве дозвуковых прямооточных тяговых установок и впервые продемонстрирована возможность полета с набором скорости и высоты БПЛА в компоновке с ИДД оригинальной конструкции. Стендовые испытания показали, что разработанный ИДД имеет высокие тяговые характеристики и может являться основой создания БПЛА нового поколения в дозвуковыми прямооточными воздушно–реактивными двигателями.

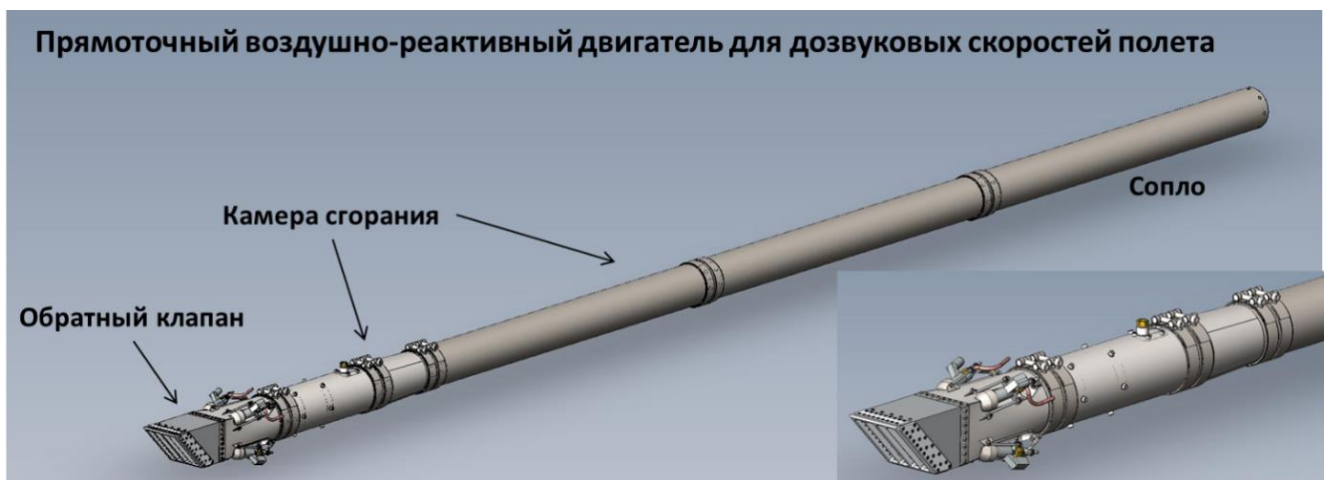


Рисунок 29. Модель модифицированного экспериментального образца ИДД [147]





а



б



в



г

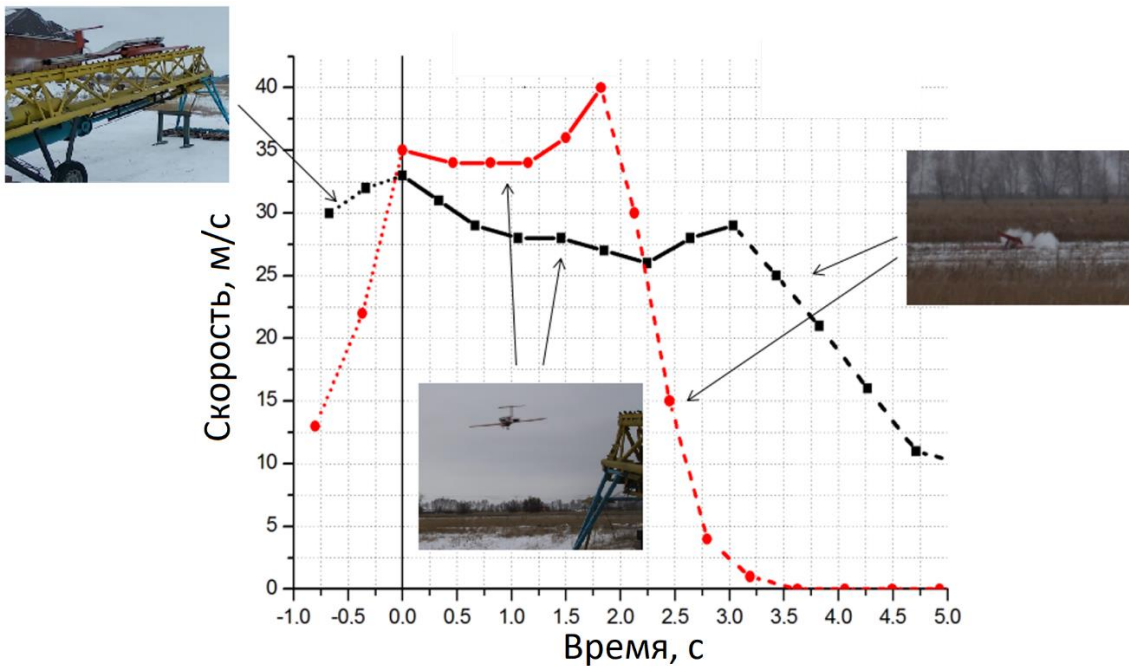
Рисунок 30. БПЛА (1) на катапульте (2) [147]: а, б – конфигурация с однотрубным ИДД; в, г – конфигурация с двухтрубным ИДД



а



б



в

Рисунок 31. Результаты бросковых испытаний БПЛА с ИДД [147]: а,б – кадры видеосъемки полета; в – зависимость скорости полета БПЛА от времени в конфигурации с одним ИДД (черная кривая); с двумя ИДД (красная кривая). Активная фаза полета начиналась с момента включения двигателя: 2.25 с (черная кривая); 1.25 с (красная кривая)

## ГЛАВА 4. РАСЧЕТНЫЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОЧЕГО ПРОЦЕССА В НЕПРЕРЫВНО- ДЕТОНАЦИОННОМ ДВИГАТЕЛЕ

### 4.1 Прямоточный НДД

Основная проблема создания прямоточных силовых установок для низких чисел Маха полета – низкое отношение давления торможения в набегающем потоке воздуха к давлению в КС. Так, для числа Маха полета  $M = 2$  отношение давления торможения  $P_0$  к статическому давлению  $P_{ст}$  равно 8, тогда как для числа Маха полета  $M = 5$  оно составляет 530. Таким образом, возможности для повышения давления в КС за счет торможения потока и сжигания большего количества ТВС без потери эффективности ВЗУ имеют значительно меньший потенциал. Первые расчеты для последовательной конфигурации прямоточной схемы с ВЗУ и расширяющейся НДКС [106, 107] для числа Маха полета  $M = 2$  показали, что при сохранении рабочего процесса с одной детонационной волной происходит значительное нарушение работы ВЗУ с выбиванием прямого скачка уплотнения и потерей значительного расхода воздуха и эффективности двигателя. На рисунке 32 показан облик такого двигателя и расчетное распределение локального числа Маха при стационарном непрерывно–детонационном рабочем процессе в НДКС.

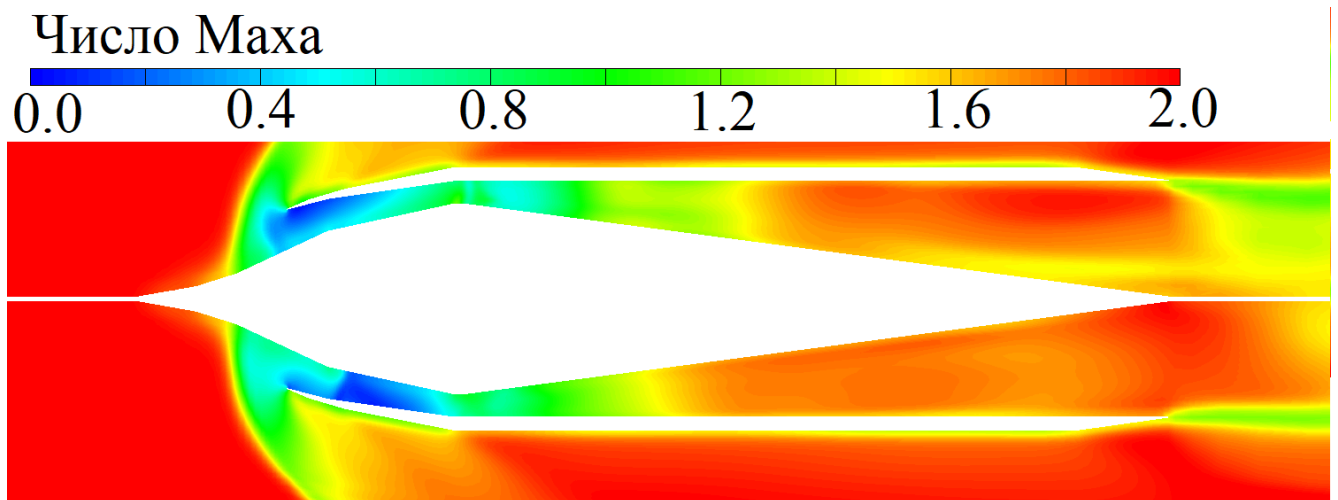


Рисунок 32. Облик варианта НДД последовательной схемы для числа Маха полета  $M = 2$  с ВЗУ и расширяющейся КС [148]

Эффективная тяга такого двигателя (суммарная сила, действующая на НДД в полете за вычетом силы сопротивления) составила  $\approx -500$  Н (знак минус означает, что сила направлена против направления полета, двигатель будет замедляться). Очевидно, что в таком режиме работы двигателя полет невозможен. Следовательно, последовательная схема прямооточного НДД с НДКС не подходит для таких низких значений числа Маха полета ( $M = 2$ ) вследствие снижения полного давления в набегающем потоке воздуха. Для таких низких значений  $M$  необходимо разработать другую схему двигателя.

#### 4.1.1 Разработка облика НДД

Повышение эффективности ВЗУ НДД напрямую связано со снижением теплового подпора в КС. Его снижение возможно за счет уменьшения количества тепла, подводимого в НДКС, т. е. за счет обеднения ТВС горючим. Однако, в отличие от диффузионного горения в традиционном двигателе, КС в НДД имеют более узкий диапазон устойчивой работы по коэффициенту избытка горючего. В связи с этим было решено разделять поток воздуха, вошедшего в двигатель, на два. Один направляется в НДКС, в которую подается горючее. Другой уходит в обводной канал, в который горючее не подается. Обводной канал играет роль газодинамического изолятора, который не позволяет проникать газодинамическим возмущениям из НДКС в ВЗУ.

Идея с разделением потока воздуха на две части привела к новому облику НДД с классическим ВЗУ внешнего и внутреннего сжатия (см. рисунок 33).

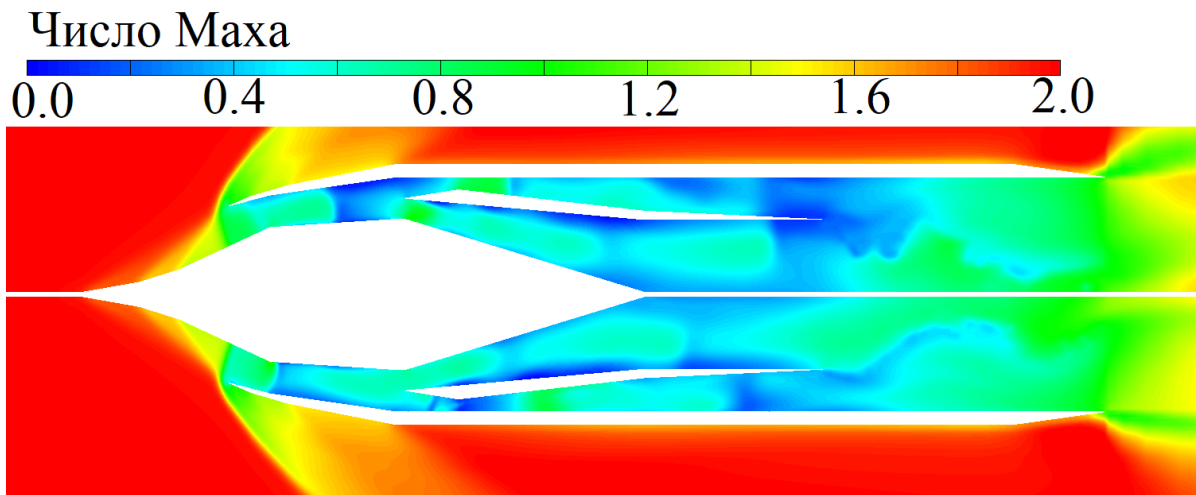


Рисунок 33. Облик варианта НДД с разделением воздушного потока [148]

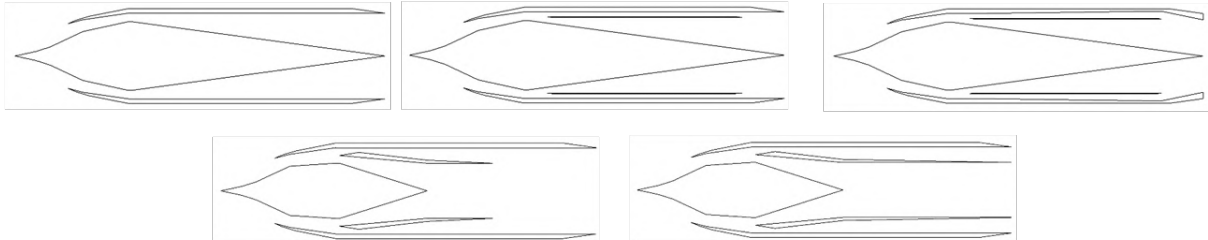


Эффективная тяга такого НДД при  $M = 2$  оказалась положительной. Однако его ВЗУ работает в режиме с выбитым прямым скачком уплотнения. Кроме того, существенным недостатком такой конструкции является отсутствие внутренних объемов для размещения функциональных блоков систем подачи топлива и управления двигателем.

Дальнейшая работа по оптимизации облика двигателя была направлена на создание такого способа организации рабочего процесса в НДД, который обеспечит начало автономного полета летательного аппарата с таким двигателем при низком числе Маха, а также обеспечит достаточный объем для размещения функциональных блоков и обеспечит защиту функциональных блоков от высоких температур и вибраций, вызванных непрерывно–детонационным горением.

На рисунке 34 представлены отработанные в рамках поисковых расчетов конфигурации НДД с ВЗУ внутреннего сжатия и без предварительного сжатия потока. В результате поисковых расчетов была выработана принципиальная схема,

#### Схемы с ВЗУ внешнего и внутреннего сжатия



#### Схемы с ВЗУ без принудительного сжатия потока воздуха

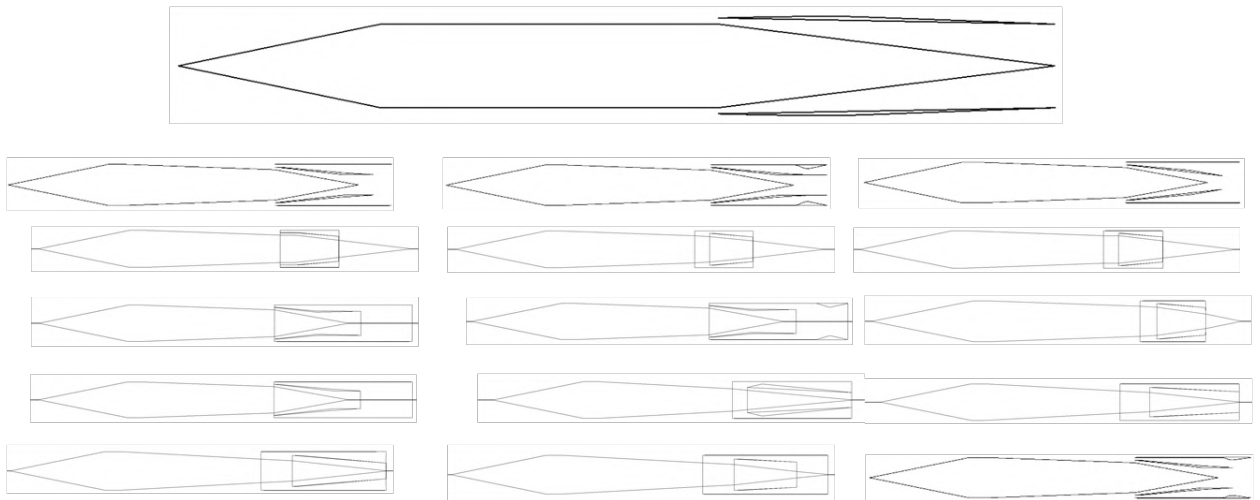


Рисунок 34. Итерационные схемы, рассчитанные в процессе поиска оптимального дизайна НДД варианта 2.0 [148]

показанная на рисунке 35. НДД такой схемы состоит из центрального тела 1, сверхзвукового воздухозаборника 2, кольцевой КС с поясом форсунок подачи топлива 3, газодинамического изолятора 4 и кольцевого сопла 5. Центральное тело 1 состоит из переднего I, заднего II конусов и промежуточного участка III. Сверхзвуковой ВЗУ 2 сообщается с кольцевой КС 3 и с газодинамическим изолятором 4. Изолятор 4 выполнен в виде обводного канала и расположен между кольцевой КС 3 и внешней стенкой заднего конуса II центрального тела 1. Передняя кромка стенки, отделяющая кольцевую КС 3 от газодинамического изолятора 4, смещена вглубь ВЗУ 2, а задняя кромка стенки, отделяющая кольцевую КС 3 от изолятора 4 смещена вглубь кольцевого сопла 5.

Максимальный диаметр переднего конуса и внешней стенки НДКС совпадают. Таким образом НДКС не увеличивает миделево сечение силовой установки. Сверхзвуковой воздухозаборник в данном двигателе может быть выполнен по схеме внутреннего сжатия за счет профилирования его внутреннего

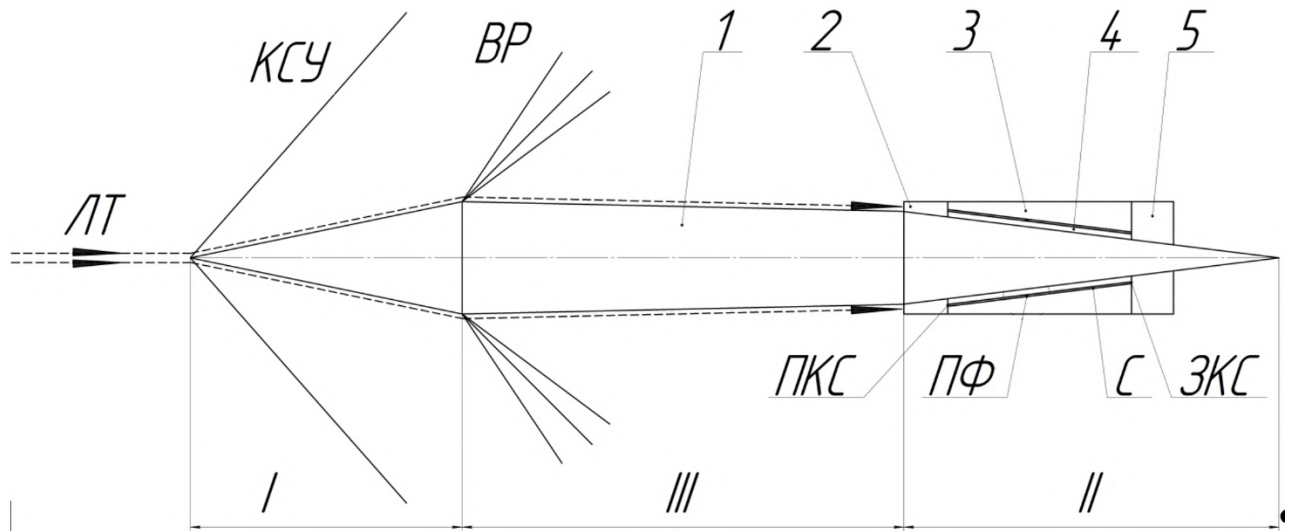


Рисунок 35. Принципиальная схема НДД с ВЗУ без внешнего сжатия [148]. Цифрами обозначены: 1 – центральное тело, состоящее из трех частей, т.е. I – переднего конуса, II – заднего конуса, III – промежуточного участка; 2 – сверхзвуковой воздухозаборник; 3 – кольцевая КС; 4 – газодинамический изолятор; 5 – кольцевое сопло. Обозначения: ЛТ – линии тока; КСУ – косоу скачок уплотнения; ВР – веер разрежения; ПКС – передняя кромка стенки; ПФ – пояс форсунок; С – стенка; ЗКС – задняя кромка стенки

тракта или по схеме сжатия в присоединенных косых скачках уплотнения, что позволяет расширить диапазон его устойчивой работы при высоких числах Маха ( $M > 2.5$ ). Пояс форсунок подачи топлива в НДКС расположен на таком удалении от входного сечения НДКС, при котором непрерывно–детонационное горение в НДКС не приводит к вытеснению смеси топлива и воздуха, а также горячих продуктов детонации из НДКС через ее входное сечение. Задний конус осесимметричного центрального тела может быть усеченным и иметь форму прямого конуса или конуса с профилированной боковой поверхностью. Кольцевое сопло предпочтительно выполнено в виде расширяющегося кольцевого канала, чтобы обеспечить полное расширение продуктов детонации, поступающих из НДКС, и потока воздуха, поступающего из газодинамического изолятора, до атмосферного давления без скачков уплотнения.

В таком НДД набегающий сверхзвуковой воздушный поток сначала частично тормозится в косых скачках уплотнения и в пристеночном пограничном слое, а затем ускоряется в веере волн разрежения с частичным восстановлением параметров и поступает в НДД в слабо заторможенном виде. При этом одна часть воздуха направляется в кольцевую НДКС для формирования детонационноспособной смеси топлива и воздуха на таком удалении от входного сечения НДКС, чтобы непрерывно–детонационное горение в НДКС не приводило к вытеснению смеси топлива и воздуха, а также горячих продуктов детонации из НДКС через ее входное сечение. Другая часть, включающая пристеночный пограничный слой, направляется в обход НДКС, чтобы обеспечить охлаждение стенок НДКС и предотвратить газодинамическое влияние непрерывно–детонационного горения смеси топлива и воздуха в НДКС на течение слабо заторможенного сверхзвукового воздушного потока на входе в НДД.

#### ***4.1.2 Результаты расчета характеристик прямого НДД***

Теоретическая модель двигателя соответствует схеме НДД 2.0 (см. рисунок 35). В математических расчетах моделировалось внутреннее и внешнее обтекание двигателя на уровне моря безграничным набегающим потоком предварительно

перемешанной стехиометрической водородно–воздушной смеси с числами Маха от 1.1 до 2.7.

Площади входных сечений в тракте НДД, НДКС и обводного канала подбирались такими, чтобы обеспечить устойчивое непрерывно–детонационное горение водорода как минимум с одной детонационной волной, а также устойчивую работу ВЗУ без выбитого прямого скачка для числа Маха набегающего воздушного потока  $M = 2$ . Площади выходных сечений выбирались такими, чтобы обеспечить полное расширение продуктов детонации и воздуха, протекающего через обводной канал до атмосферного давления. На рисунке 36 показаны расчетные зависимости среднего статического давления в НДКС, а также статического давления на выходе из НДКС и на выходе из обводного канала для НДД рассматриваемой конфигурации.

Эффективная тяга НДД рассчитывалась путем интегрирования давления и вязкого трения по всем твердым поверхностям расчетной модели.

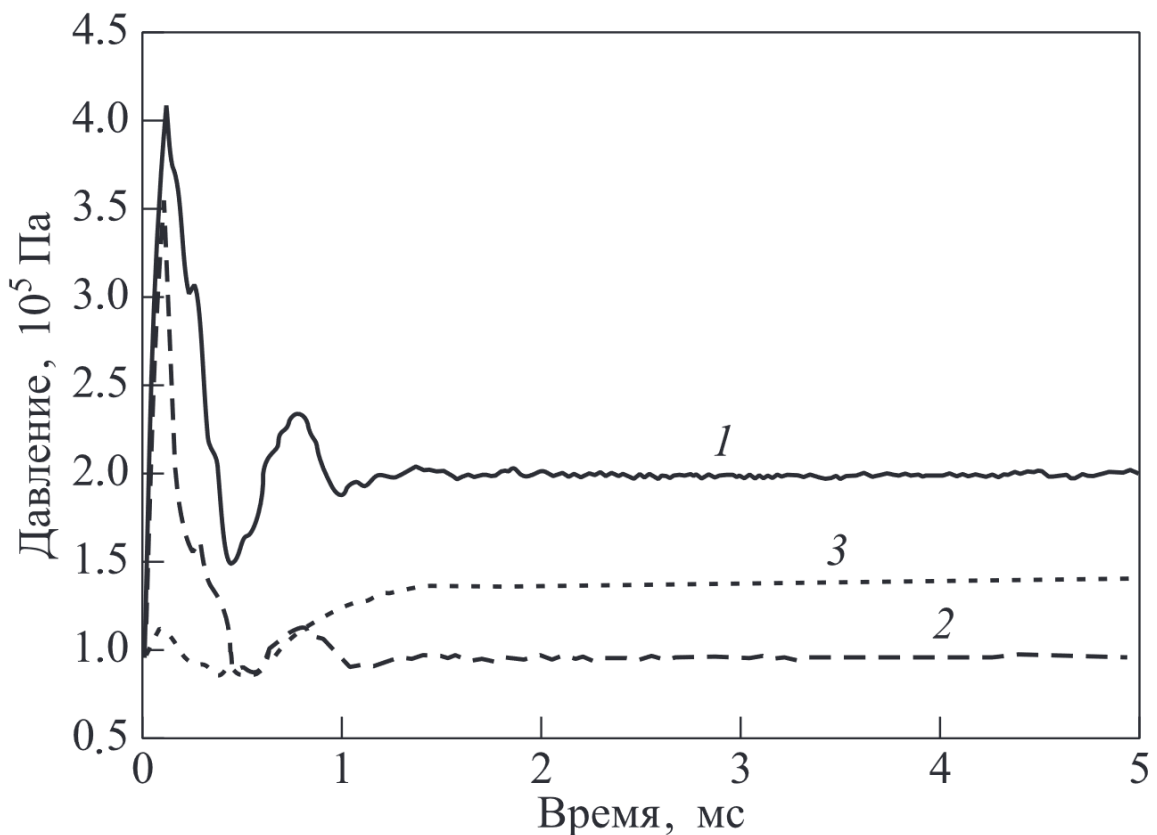


Рисунок 36. Результаты расчетов временных зависимостей средних статических давлений [148]: 1 – в объеме КС; 2 – в выходном сечении КС; 3 – в выходном сечении обводного канала

В таблице 10 приведены тяговые характеристики НДД длиной 1100 мм (см. рисунок 35) и 700 мм с укороченным центральным телом. Эффективная тяга НДД варианта длиной 1100 мм составила +170 Н, а варианта длиной 700 мм +510 Н. Полная тяга у этих НДД отличается незначительно: 1020 Н и 1040 Н соответственно. Следовательно, различия в значениях эффективной тяги в 3 раза связаны с преобладающим аэродинамическим сопротивлением центрального тела у НДД длиной 1100 мм. Отметим, что расход смеси через НДКС в обоих двигателях почти одинаков, тогда как расход газа через обводной канал чуть ниже в варианте с длиной 700 мм вследствие меньшей толщины пограничного слоя. На рисунке 37 показаны расчетные зависимости эффективной тяги и силы сопротивления НДД длиной 700 мм от времени.

Для заданных условий в набегающем потоке воздуха в НДКС наблюдается устойчивый рабочий режим с одной детонационной волной, распространяющейся с тангенциальной скоростью около 1900 м/с. Волна вращается в потоке, имеющем осевую скорость около 600 м/с. Высота волны 70 мм, что составляет примерно 50 % от длины КС. На рисунке 38 показано мгновенное распределение статического давления в продольном сечении двигателя, а также на поверхностях НДКС.

Особый интерес представляет диапазон устойчивой работы НДД по числу Маха полета. Для его определения были проведены дополнительные расчеты с изменением числа Маха набегающего потока воздуха. На рисунке 39 показана

Таблица 10. Тяговые характеристики НДД вариантов 1.1 и 2.0 [148]

| Схема двигателя                | Вариант 1.1 | Вариант 2.0 |
|--------------------------------|-------------|-------------|
| Диаметр, мм                    | 120         | 120         |
| Длина двигателя, мм            | 1100        | 700         |
| Эффективная тяга, Н            | 170         | 510         |
| Полная тяга, Н                 | 1020        | 1040        |
| Расход газа через СУ, кг/с     | 3.17        | 3.51        |
| Расход газа через КС, кг/с     | 1.25        | 1.24        |
| Удельный импульс по топливу, с | 2860        | 2960        |

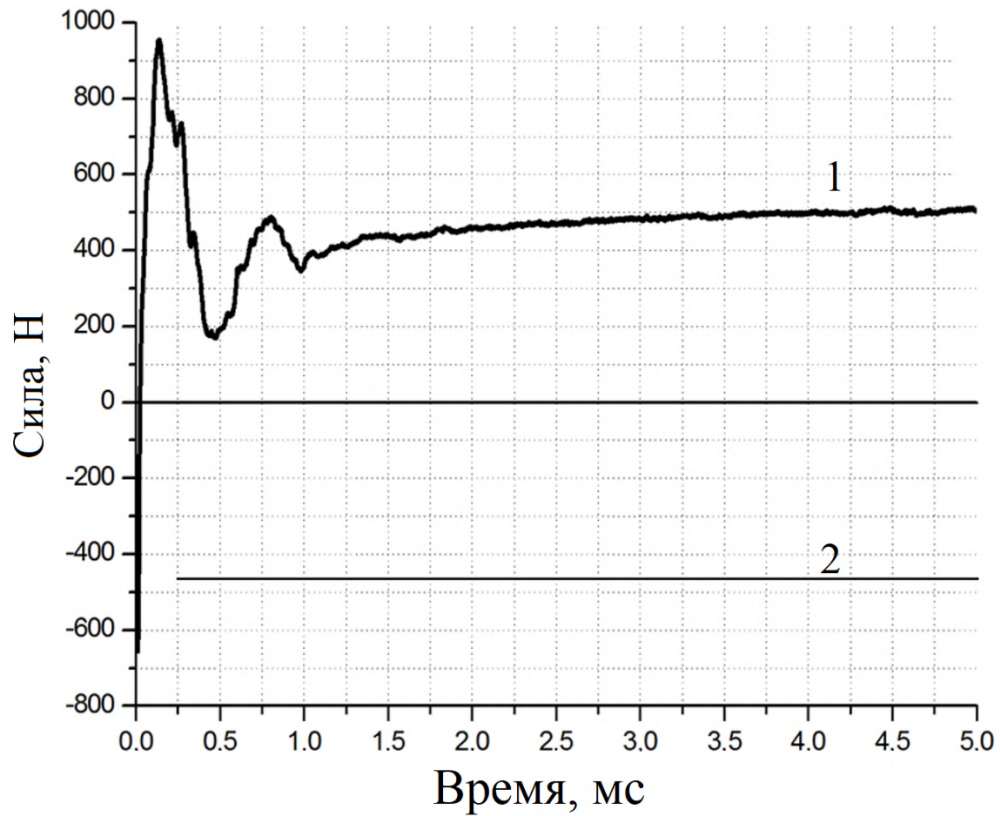


Рисунок 37. Расчетные зависимости эффективной тяги 1 и силы сопротивления 2 от времени для НДД длиной 700 мм [148]

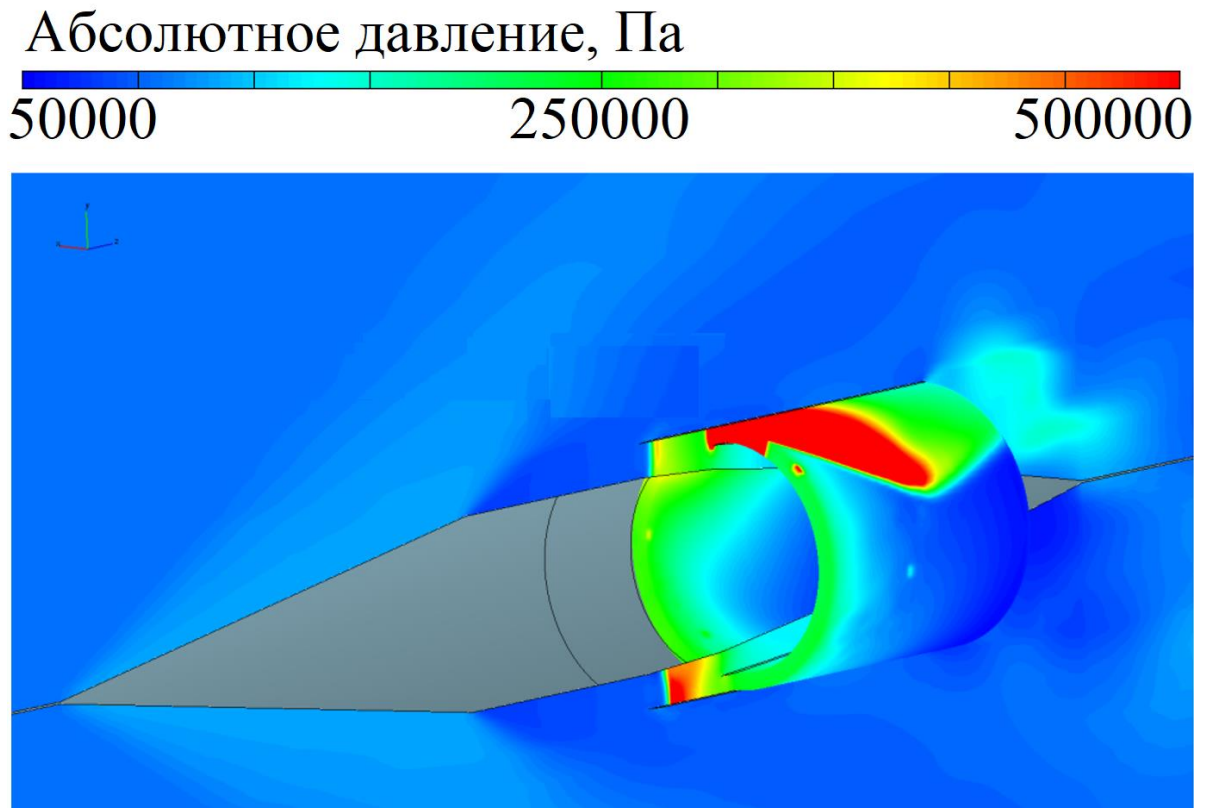


Рисунок 38. Расчетное мгновенное распределение статического давления в продольном сечении НДД 2.0 и на поверхностях НДКС [148]

расчетная зависимость эффективной тяги от числа Маха полета в диапазоне значений  $M = 1.1 - 2.7$ . Видно, что максимальное значение эффективной тяги достигается при числе  $M = 2$ . Причина этого заключается в том, что конфигурация НДКС изначально проектировалась под такую скорость полета. Именно для скорости полета  $M = 2$  были подобраны площади выходных сечений НДКС и обводного канала, обеспечивающие полное или почти полное расширение продуктов детонации и газа, проходящего через обводной канал НДД. Уменьшение числа Маха полета приводит к перерасширению газа на выходе из двигателя, а увеличение – к недорасширению и к снижению эффективности силовой установки. При числе Маха полета 2.7 и выше в НДКС происходит срыв непрерывно–детонационного рабочего процесса, связанный с увеличением высоты детонационной волны до значения, близкого к длине НДКС. После срыва рабочего процесса продукты детонации полностью выходят из НДКС. При этом не наблюдается ни остаточного диффузионного горения, ни предельного продольно–пульсирующего непрерывно–детонационного рабочего процесса. Для расширения верхней границы устойчивой работы НДД по числу Маха полета требуется увеличить длину НДКС или предусмотреть дополнительное торможение воздушного потока на входе в проточный тракт НДКС.

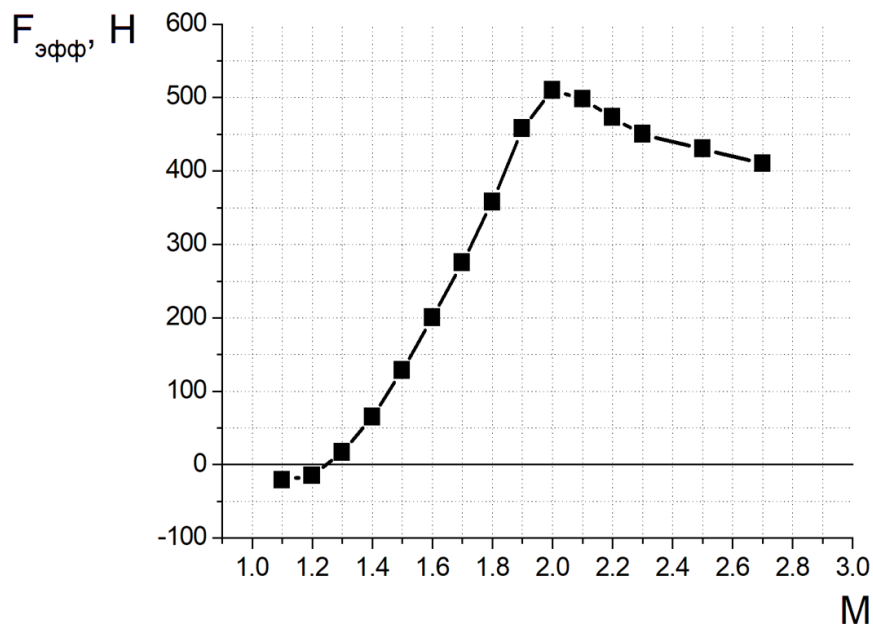


Рисунок 39. Расчетная зависимость эффективной тяги  $F_{эфф}$  НДД 2.0 от числа Маха  $M$  набегающего воздушного потока [148]

На рисунке 40 показана расчетная зависимость удельного импульса НДД в диапазоне чисел Маха полета от 1.1 до 2.7. Видно, что удельный импульс (по топливу) достигает максимального значения 3100 с при  $M = 1.9$ .

В целом, расчеты показали, что НДД рассматриваемой схемы может обладать удельным импульсом (по топливу) выше 2500 с, причем эффективная тяга положительна. Последнее означает, что летательный аппарат, оборудованный таким НДД с непрерывно–детонационным горением, может осуществлять автономный сверхзвуковой полет, начиная с числа Маха, превышающего 1.3, что значительно меньше, чем у традиционных прямоточных воздушно–реактивных двигателей с диффузионным горением топлива.

## 4.2 Экспериментальный образец прямоточного НДД

### 4.2.1 Макет демонстратор НДД

В соответствии с разработанным на основе трехмерных численных расчетов облика НДД (вариант 2.0) был сконструирован экспериментальный образец двигателя диаметров 120 мм и длиной 660 мм. На рисунках 41 и 42 показаны изображения трехмерной модели и экспериментальный образец этого НДД.

Конструкция выполнена из нержавеющей стали. Передний конус является несущей деталью конструкции, на которую через центральную шпильку крепятся

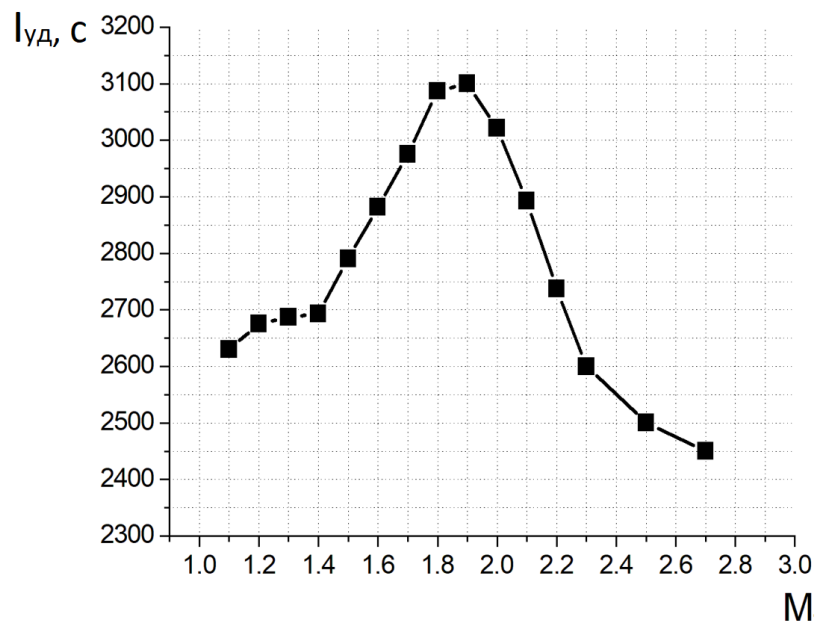


Рисунок 40. Расчетная зависимость удельного импульса  $I_{уд}$  НДД 2.0 от числа Маха  $M$  набегающего воздушного потока [148]



элементы КС. Стенки КС и газодинамического изолятора выполнены из нержавеющей стали толщиной 1 мм и крепятся к центральному телу с использованием 3 пилонов в передней и задней части конструкции. Горючее подается в КС через 120 отверстий диаметром 0.8 мм. Расчетное давление подачи горючего – до 30 атм. Для измерения параметров рабочего процесса в КС НДД на внешней стенке КС предусмотрены трубки с резьбовым соединением, которые могут использоваться для подключения датчиков статического давления и пульсаций давления. Для инициирования непрерывно–детонационного рабочего процесса разработан детонатор, работающий на водородно–кислородной смеси и состоящий из КС, в которую поступают компоненты смеси, и детонационной

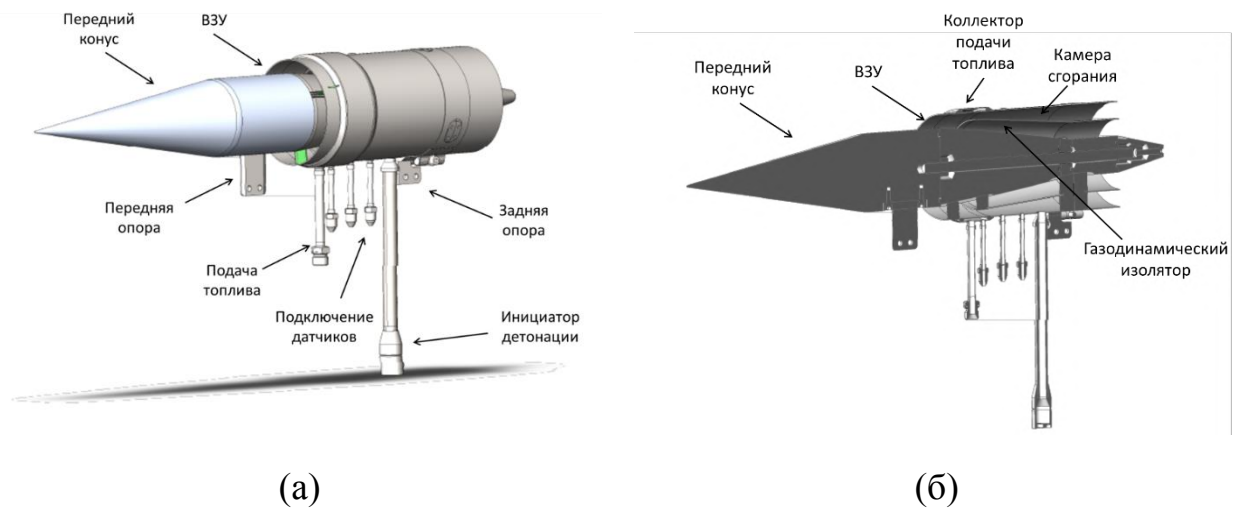


Рисунок 41. Трехмерная модель НДД длиной 700 мм [148]: а – общий вид; б – продольный разрез

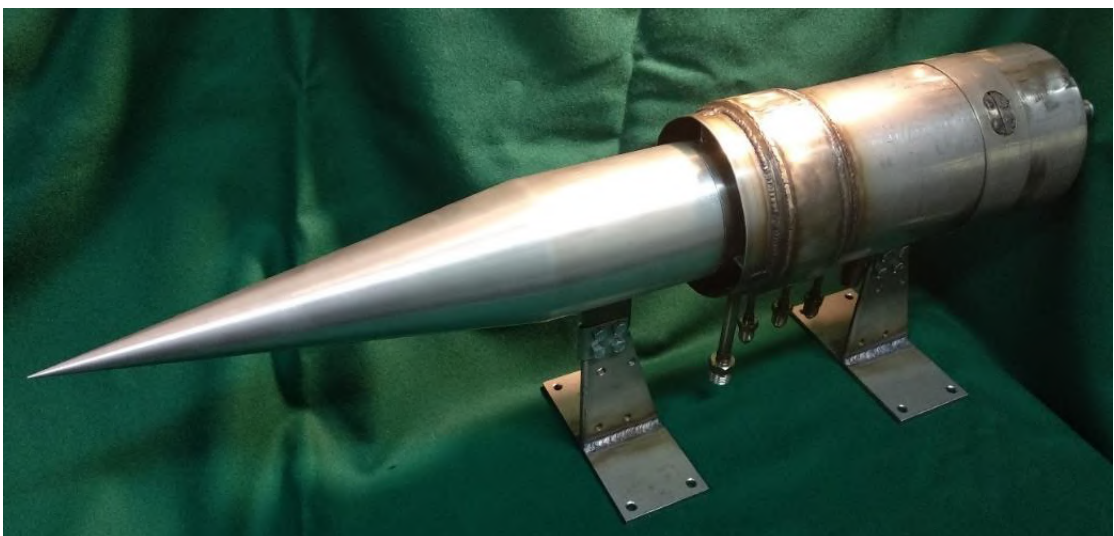


Рисунок 42. Экспериментальный образец прямоточного НДД длиной 700 мм [148]

трубки, обеспечивающей переход горения в детонацию и перепуск детонации в КС.

Таким образом, с помощью расчетных исследований был сформирован облик водородного НДД для условий полета с числом Маха от 1.0 до 2.5 на уровне моря. Рассмотрены конфигурации двигателя с различной геометрией ВЗУ: трехскачковым ВЗУ внешнего и внутреннего сжатия и ВЗУ без сжатия встречного потока воздуха. Результаты расчетов с учетом внешнего обтекания двигателя показывают возможность организации устойчивого рабочего режима на непрерывном детонационном горении смеси водорода и воздуха с одной детонационной волной в осесимметричной расширяющейся НДКС с внешним диаметром 120 мм. Для обеспечения устойчивого детонационного горения водорода, в тракте НДД рядом с входным сечением потребовалось предусмотреть осесимметричные каналы для перераспределения избыточного давления. Эти каналы способствуют быстрому затуханию ударных волн, присоединенных к детонационной волне и бегущих вверх по потоку, и уменьшению потерь на заполнение тракта свежей смесью. Показано, что НДД выбранных вариантов обеспечивают положительную эффективную тягу (более +500 Н) при внешнем диаметре двигателя 120 мм.

Изготовленный экспериментальный образец НДД 2.0 смонтирован на экспериментальном стенде с аэродинамической трубой (АТ), обеспечивающей набегающий поток воздуха с числом Маха от 0.5 до 2.5 (см. рисунок 43). Этот же

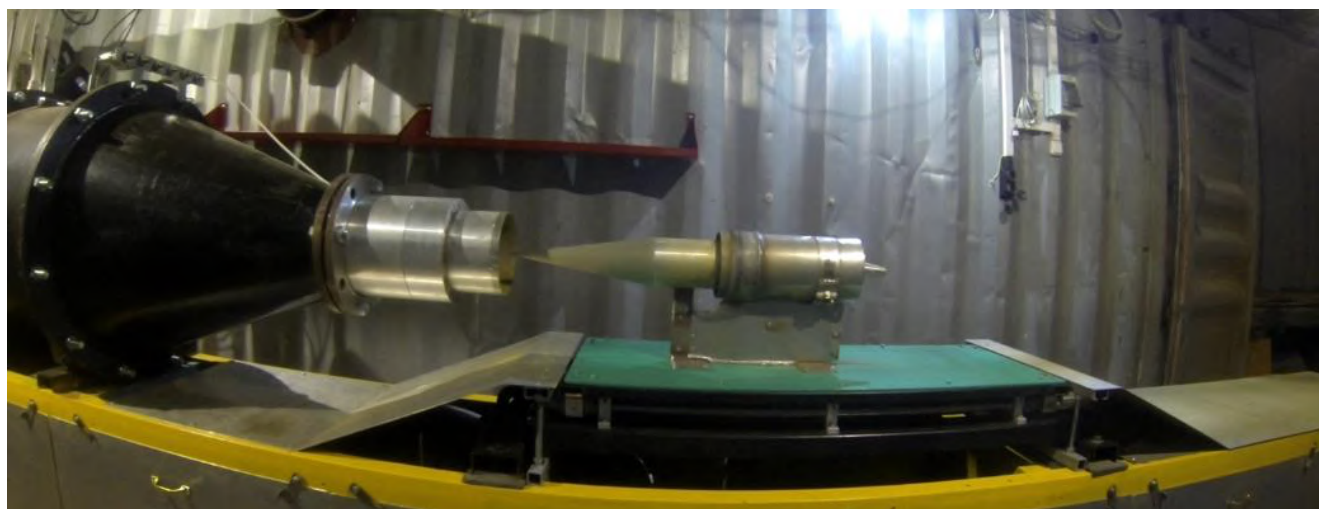


Рисунок 43. Экспериментальный образец НДД на стенде [148]

стенд использовался для обдува импульсных систем, однако был модифицирован для получения сверхзвуковых струй [149].

Для инициирования непрерывно–детонационного рабочего процесса используется инициатор детонации, работающий на водородно–кислородной смеси. Инициатор состоит из форкамеры и детонационной трубки. Компоненты смеси отдельно поступают в форкамеру, перемешиваются и заполняют детонационную трубку. Далее происходит зажигание смеси в форкамере, переход горения в детонацию в детонационной трубке и перепуск детонационной волны в КС СУ. Аналогичный инициатор использовался в испытаниях на предыдущих этапах работы и доказал свою эффективность.

Система измерений параметров рабочего процесса в КС включает низкочастотный датчик статического давления КурантДА 1.6 МПа для измерения статического давления  $P_{КС}$  и высокочастотный датчик пульсаций давления РСВ 113В24 для измерения пульсаций давления  $P'_{КС}$ , установленные удаленно через отводящие трубки–волноводы. Датчик статического давления находится в конце трубки–волновода длиной 2 м в газодинамическом успокоителе объемом 180 см<sup>3</sup>. Датчик пульсаций давления размещен в трубке–волноводе диаметром 4 мм на расстоянии 0.2 м от места отбора давления в КС. Для предотвращения интерференции ударных волн в системе измерения пульсаций давления, за местом установки датчика пульсаций давления предусмотрен успокоитель в виде такой же трубки длиной 25 м.

К другим параметрам, измеряемым в испытаниях, относятся сила, измеряемая датчиком усилия  $F$ , а также давление в воздушном ресивере  $P_r$ , давление торможения в камере высокого давления АТ  $P_0$  и на срезе сверхзвукового сопла  $P_{ST,NOZ}$ . Сила  $F$ , действующая на двигатель, определяется с помощью датчика усилия Тензо–М Т2 на  $\pm 2000$  Н. Давления  $P_r$ ,  $P_0$  и  $P_{ST,NOZ}$  измеряются с помощью датчиков КурантДА 2.0 МПа, 1.6 МПа и 0.25 МПа. Полная тяга НДД находится как разность между измеренной силой при холодной продувке двигателя (с подачей водорода) и силой, измеренной при горении водорода в двигателе. Эффективная тяга оценивается как разность между силой, измеренной при горении водорода в

тракте, и силой аэродинамического сопротивления системы подвеса, полученной с помощью газодинамического расчета (см. выше).

#### 4.2.2 Результаты испытаний НДД при $M = 2.0$

Первая серия испытаний проведена при расчетном для двигателя числе Маха набегающего воздушного потока  $M = 2.0$ . Испытания проводились при давлении торможения в набегающем потоке воздуха 700–800 кПа и температуре торможения около 270 К. В испытаниях коэффициент избытка воздуха (КИВ)  $\alpha_{КС}$  варьируется от 0.8 до 2.1. Задачи испытаний заключались в следующем:

1) подтвердить возможность организации непрерывно–детонационного горения в НДД разработанной конструкции;

2) определить тягово–экономические характеристики НДД.

На рисунке 44 в качестве примера представлены первичные записи датчиков измеряемых параметров в одном из огневых испытаний. Из рисунка 44в видно, что к моменту начала подачи водорода ( $H_{2,ON} = 1.2$  с) сила, действующая на двигатель, отрицательна и составляет  $-1460$  Н, а после зажигания ( $IGN = 1.4$  с) она увеличивается до  $-600$  Н. При этом среднее статическое давление в КС (см. рисунок 44г) увеличивается от 50 кПа до 177 кПа, а в КС появляются регулярные пульсации давления большой амплитуды с частотой  $f \approx 824$  Гц. Рабочий процесс в КС продолжается до выключения подачи водорода ( $H_{2,OFF} = 2.6$  с), а затем в течение 1.5 с происходит продувка КС воздухом. Величина полной тяги  $R \approx 850$  Н определяется как разность между показаниями датчика усилия после и до зажигания. Эффективная тяга вычисляется по формуле

$$F_{eff} = R + F_d, \quad (67)$$

где расчетная сила аэродинамического сопротивления НДД в набегающем безграничном воздушном потоке  $F_d \approx -700$  Н найдена по результатам расчетов холодного течения). Удельный импульс по топливу  $I_{SP}$  находится как отношение полной тяги  $R$  к секунднему весовому расходу водорода  $g \cdot G_{H_2}$  ( $g$  – ускорение силы тяжести,  $G_{H_2}$  – расход водорода, измеренный по падению давления в водородном ресивере), т. е.  $I_{SP} \approx 1350$  с.

В таблице 11 приведены основные параметры и результаты нескольких огневых испытаний. Записи датчиков на рисунке 44 соответствуют огневому испытанию №2 в таблице 11. При изменении  $\alpha_{КС}$  от 0.80 до 1.65 (при уменьшении расхода водорода от 75 г/с до 29 г/с) полная тяга  $R$  уменьшается от 860 Н до 605 Н, а удельный импульс  $I_{SP}$  увеличивается от 1160 с до 1625 с. При  $\alpha_{КС} \approx 2.1$  горение водорода не происходит.

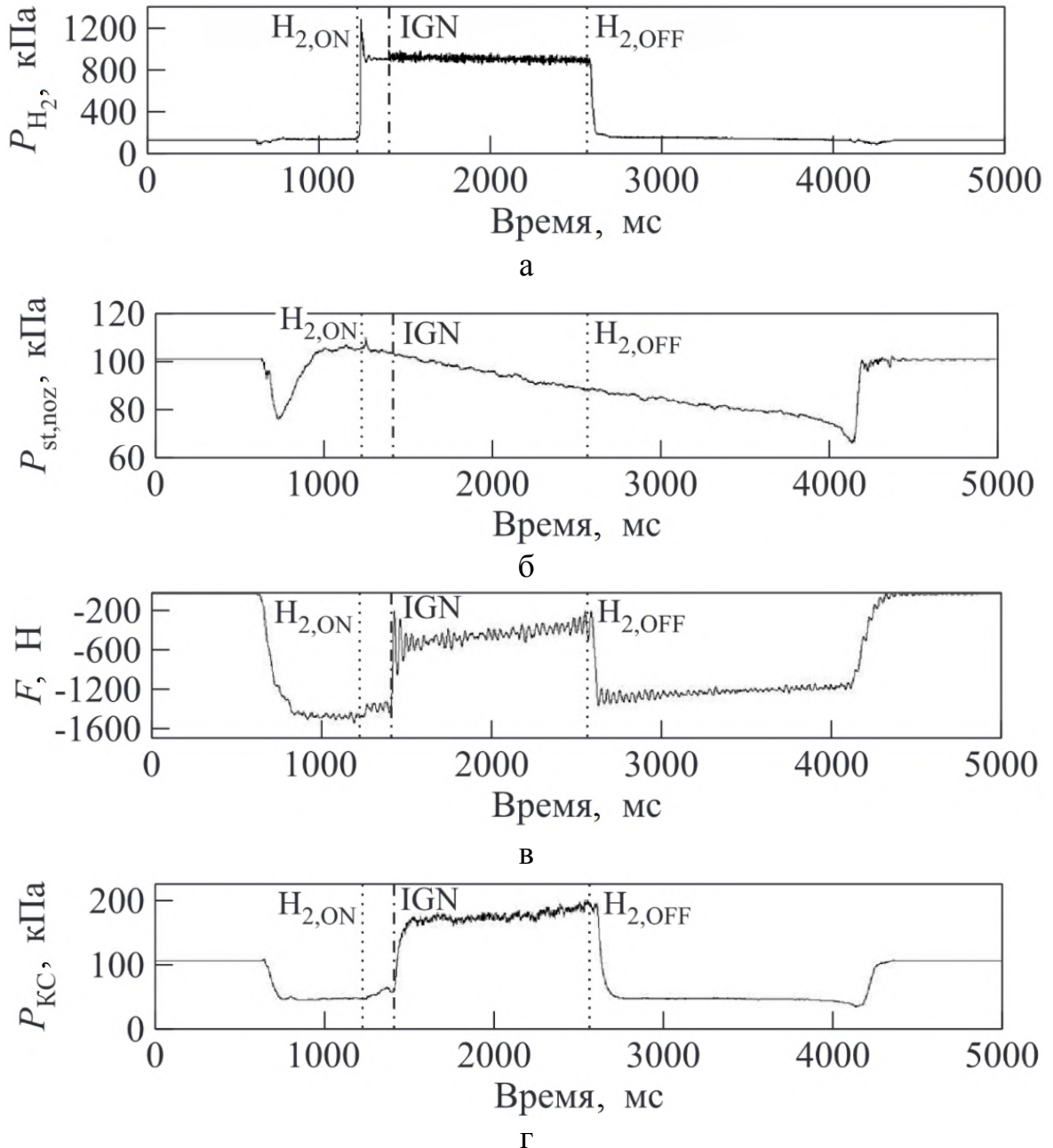


Рисунок 44. Пример записей датчиков измеряемых параметров в одном из испытаний [150]: а –  $P_{H_2}$  давление в коллекторе подачи водорода; б – статическое давление на срезе сопла  $P_{st,noz}$ ; в – тяговое усилие  $F$ ; г – среднее давление в КС  $P_{КС}$

Важнейший результат испытаний при  $M = 2.0$  — экспериментальное подтверждение возможности организации устойчивого непрерывно-детонационного горения водорода в НДД разработанной конструкции. В испытаниях зарегистрированы околопредельный режим продольно-пульсирующей детонации (ППД) и режим непрерывной спиновой детонации (НСД). В режиме ППД детонация периодически (с частотой  $f$ ) реиницируется в свежей смеси в окрестности выходного сечения КС, а генерируемая ДВ распространяется вверх по потоку до пояса подачи водорода, вызывая продольные пульсации давления с частотой  $f$ .

Таблица 11. Основные параметры и результаты огневых испытаний НДД 2.0 при  $M = 2.0$  [148]: давление подачи водорода  $P_{H_2}$ , массовый поток водорода  $G_{H_2}$ , коэффициент избытка воздуха  $\alpha_{КС}$ , среднее давление в КС  $\overline{P}_{КС}$ , частота  $f$ , полная тяга  $R$ , удельный импульс  $I_{SP}$ , эффективная тяга  $F_{EFF}$

| №  | $P_{H_2}$ ,<br>кПа | $G_{H_2}$ ,<br>г/с | $\alpha_{КС}$ | $\overline{P}_{КС}$ ,<br>кПа    | $f$ , Гц    | $F$ , Н | $R$ , Н | $I_{SP}$ , с | $F_{EFF}$ , Н |
|----|--------------------|--------------------|---------------|---------------------------------|-------------|---------|---------|--------------|---------------|
| 1  | 1065               | 75                 | 0.80          | 160                             | 664         | -600    | 860     | 1160         | 160           |
| 2  | 903                | 63                 | 0.97          | 177                             | 824         | -590    | 850     | 1350         | 150           |
| 3  | 735                | 51                 | 1.19          | 176                             | 1080/2635** | -705    | 755     | 1490         | 55            |
| 4  | 574                | 37                 | 1.65          | 185                             | 847/1850**  | -855    | 605     | 1625         | -95           |
| 5  | 438                | 29                 | 2.1           | срыв горения по бедному пределу |             |         |         |              |               |
| 6* | 606                | 42                 | 1.45          | 136                             | 303         | -1100   | 360     | 860          | -340          |
| 7* | 892                | 63                 | 0.97          | 117                             | 403/751**   | -930    | 530     | 840          | -170          |

\* испытания для укороченного на 70 мм варианта КС;

\*\* наблюдалось две выделенные частоты пульсаций давления.



На рисунке 45 представлены фрагменты записей датчика пульсаций давления в КС для режима ППД (см. рисунок 45а) и «смешанного» режима ППД/НСД (см. рисунок 45б). Для режима ППД характерен сигнал с регулярными пульсациями давления треугольной формы, имеющими крутой фронт и постоянную частоту (~800 Гц). В смешанном режиме ППД/НСД сигнал имеет более сложную форму: на фоне частоты около 850 Гц наблюдаются низкочастотные пульсации давления (~100 Гц) с ярко выраженными «периодами» с высокочастотными пульсациями (2 кГц).

Смешанный режим ППД/НСД возникал при расходах водорода в КС НДД ниже некоторого значения, соответствующего  $\alpha_{КС} \geq 1.19$ . При этом вследствие уменьшения глубины проникновения водородных струй зона смесеобразования смещалась к внешней стенке КС, где, по-видимому, создавались более благоприятные условия для распространения НСД. Срыв режима с НСД может быть также связан с влиянием силовых пилонов, установленных в КС.

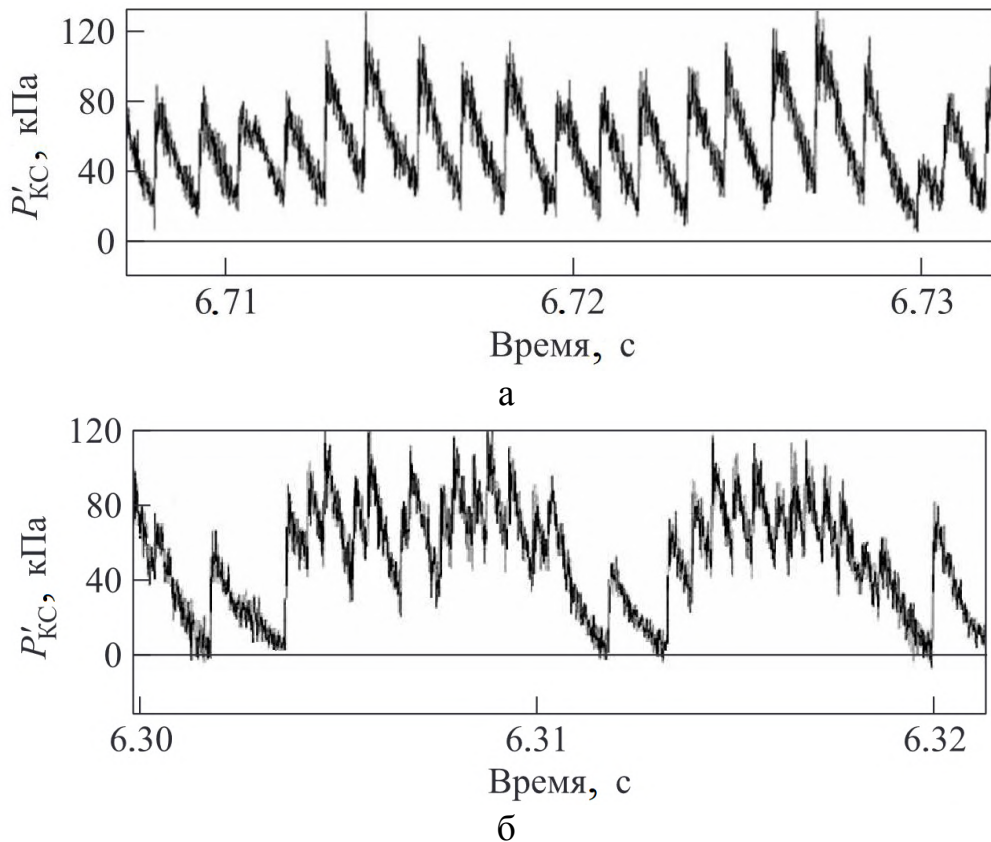


Рисунок 45. Фрагменты записей датчика пульсаций давления в КС [150]: а – режим ППД в огневом испытании №2; б – смешанный режим ППД/НСД в огневом испытании №4

Во всех испытаниях измеренное значение силы  $F$ , действующей на двигатель, отрицательно (см. таблицу 11). Это, во-первых, связано с высоким аэродинамическим сопротивлением системы крепления двигателя на тяговом столе, которое оценивается в  $\sim 700$  Н (в дополнение к аэродинамическому сопротивлению самого двигателя). Во-вторых, при скоростной видеосъемке огневых испытаний обнаружилось, что воздухозаборник работал в нерасчетном режиме. Действительно, на рисунке 46 показаны кадры видеосъемки огневых испытаний №1–4, на которых отчетливо видны зоны горения водорода перед воздухозаборником. По этим же причинам в испытаниях получены относительно низкие значения удельного импульса по топливу ( $I_{SP} = 1160\text{--}1625$  с).

На рисунке 47 представлены полученные зависимости полной тяги и удельного импульса от состава смеси (избытка окислителя) для варианта 2.0 и укороченного на 70 мм варианта КС.

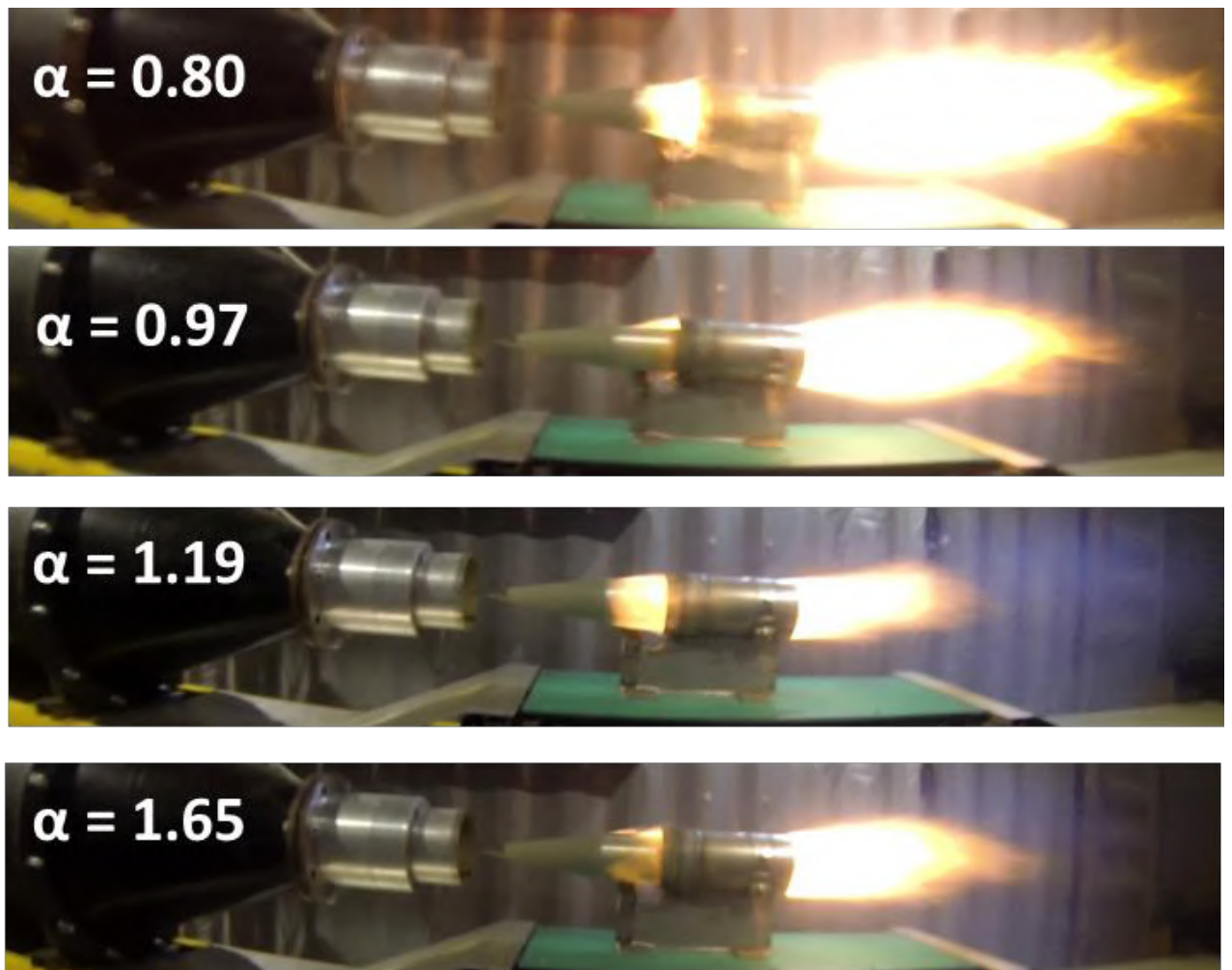


Рисунок 46. Кадры видеосъемки огневых испытаний НДД №1–4 при  $M = 2.0$  [150]



### 4.2.3 Результаты испытаний НДД при $M = 1.5$

Ниже представлены результаты огневых испытаний НДД при  $M = 1.5$ , давлении торможения 300–400 кПа и температуре торможения около 270 К. В испытаниях  $\alpha_{КС}$  варьируется от 0.77 до 1.93. Скорость набегающего потока снижена, чтобы подтвердить возможность организации непрерывно–детонационного горения в НДД 2.0 разработанной конструкции при нерасчетной скорости обтекания с  $M = 1.5$  и определить тягово–экономические характеристики двигателя при такой скорости.

В таблице 12 приведены основные параметры и результаты испытаний. При изменении  $\alpha_{КС}$  от 0.77 до 1.60 (при уменьшении расхода водорода от 60 г/с до 29 г/с) полная тяга  $R$  изменяется от 605 Н при  $\alpha_{КС} = 0.77$  до 440 Н при  $\alpha_{КС} = 1.60$  с максимальным значением 650 Н при  $\alpha_{КС} = 0.97$ . Удельный импульс  $I_{SP}$  изменяется от 1040 с при  $\alpha_{КС} = 0.77$  до 1560 с при  $\alpha_{КС} = 1.60$  с максимальным значением 1610 с при  $\alpha_{КС} = 1.41$ . Абсолютные значения полной тяги  $R$  НДД уменьшились приблизительно на 200 Н по сравнению с испытаниями при  $M = 2.0$ . При  $M = 1.5$  эффективная тяга  $F_{eff}$  положительна практически во всем диапазоне  $\alpha_{КС}$ .

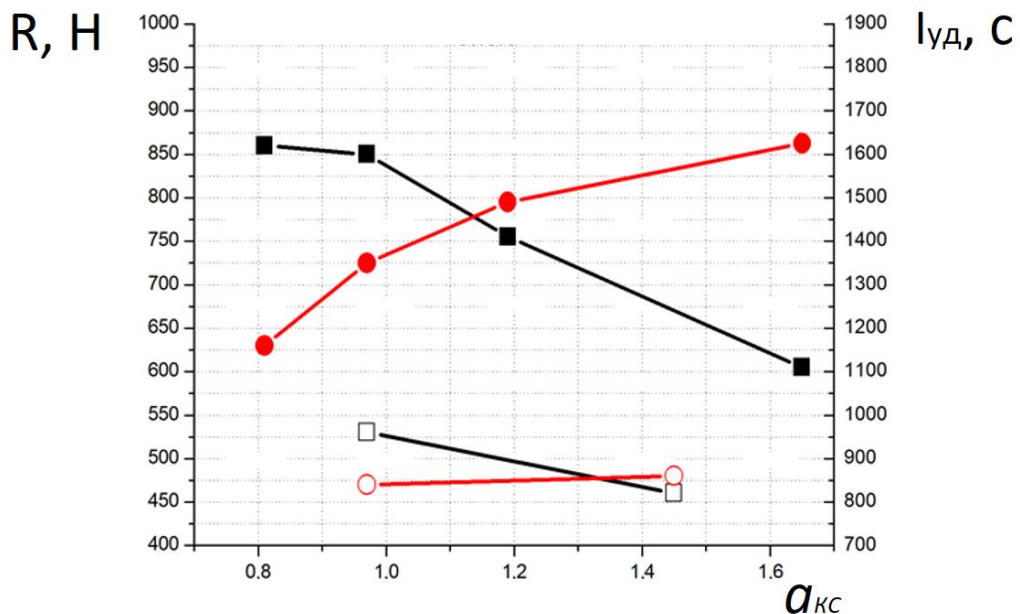


Рисунок 47. Зависимость полной тяги  $R$  (черная кривая) и удельного импульса  $I_{уд}$  (красная кривая) от коэффициента избытка воздуха  $\alpha_{КС}$  для испытаний с числом Маха набегающего потока воздуха  $M=2.0$  в стандартной геометрии (закрашенные символы) и с укороченной на 70 мм КС (незакрашенные символы)

Тем самым экспериментально доказано, что число Маха подхвата для НДД может принимать значения на уровне и даже меньше, чем  $M = 1.5$ . При увеличении КИВ до  $\alpha_{КС} \approx 1.93$  горение водорода не регистрировалось.

Важнейший результат испытаний при  $M = 1.5$  — экспериментальное подтверждение возможности организации устойчивого непрерывно-детонационного горения водорода в НДД разработанной конструкции при нерасчетной скорости обтекания. В огневых испытаниях с  $0.70 \leq \alpha_{КС} \leq 1.60$  зарегистрирован околопредельный режим ППД, причем максимальные значения

Таблица 12. Основные параметры и результаты огневых испытаний НДД при  $M = 1.5$  [150]: давление подачи водорода  $P_{H_2}$ ; массовый поток водорода  $G_{H_2}$ ; коэффициент избытка воздуха  $\alpha_{КС}$ ; среднее давление в КС  $\overline{P}_{КС}$ ; частота  $f$ ; полная тяга  $R$ ; удельный импульс  $I_{SP}$ ; эффективная тяга  $F_{EFF}$

| №   | $P_{H_2}$ , кПа | $G_{H_2}$ , г/с | $\alpha_{КС}$ | $\overline{P}_{КС}$ , кПа       | $f$ , Гц | $F$ , Н | $R$ , Н | $I_{SP}$ , с | $F_{EFF}$ , Н |
|-----|-----------------|-----------------|---------------|---------------------------------|----------|---------|---------|--------------|---------------|
| 1   | 886             | 60              | 0.77          | 130                             | 706      | -395    | 605     | 1040         | 155           |
| 2   | 847             | 58              | 0.80          | 130                             | 732      | -385    | 615     | 1080         | 165           |
| 3   | 803             | 56              | 0.83          | 129                             | 732      | -355    | 645     | 1180         | 195           |
| 4   | 714             | 48              | 0.97          | 139                             | 706      | -350    | 650     | 1385         | 200           |
| 5   | 655             | 44              | 1.05          | 140                             | 732      | -370    | 630     | 1465         | 180           |
| 6   | 589             | 39              | 1.19          | 146                             | 601      | -410    | 590     | 1530         | 140           |
| 7   | 513             | 33              | 1.41          | 141                             | 549      | -480    | 520     | 1610         | 70            |
| 8   | 455             | 29              | 1.60          | 134                             | 549      | -560    | 440     | 1560         | -10           |
| 9   | 387             | 24              | 1.93          | срыв горения по бедному пределу |          |         |         |              |               |
| 10* | 593             | 40              | 1.16          | 115                             | 575      | -550    | 450     | 1150         | 0             |

\* испытания для укороченного на 70 мм варианта КС.

частоты продольных пульсаций давления ( $f=700\text{--}730$  Гц) получены при  $0.77 \leq \alpha_{KC} \leq 1.05$ . При  $\alpha_{KC} > 1.05$  частота пульсаций давления сначала снижалась до  $550\text{--}600$  Гц, а затем рабочий процесс с режимом ППД срывался.

Одной из причин того, что эффективная тяга НДД при  $M = 1.5$  оказалась выше, чем при  $M = 2.0$ , стала более устойчивая работа воздухозаборника. На рисунке 48 показаны кадры испытаний №1, 3, 5, 6, 7 и 8 при  $M = 1.5$ .

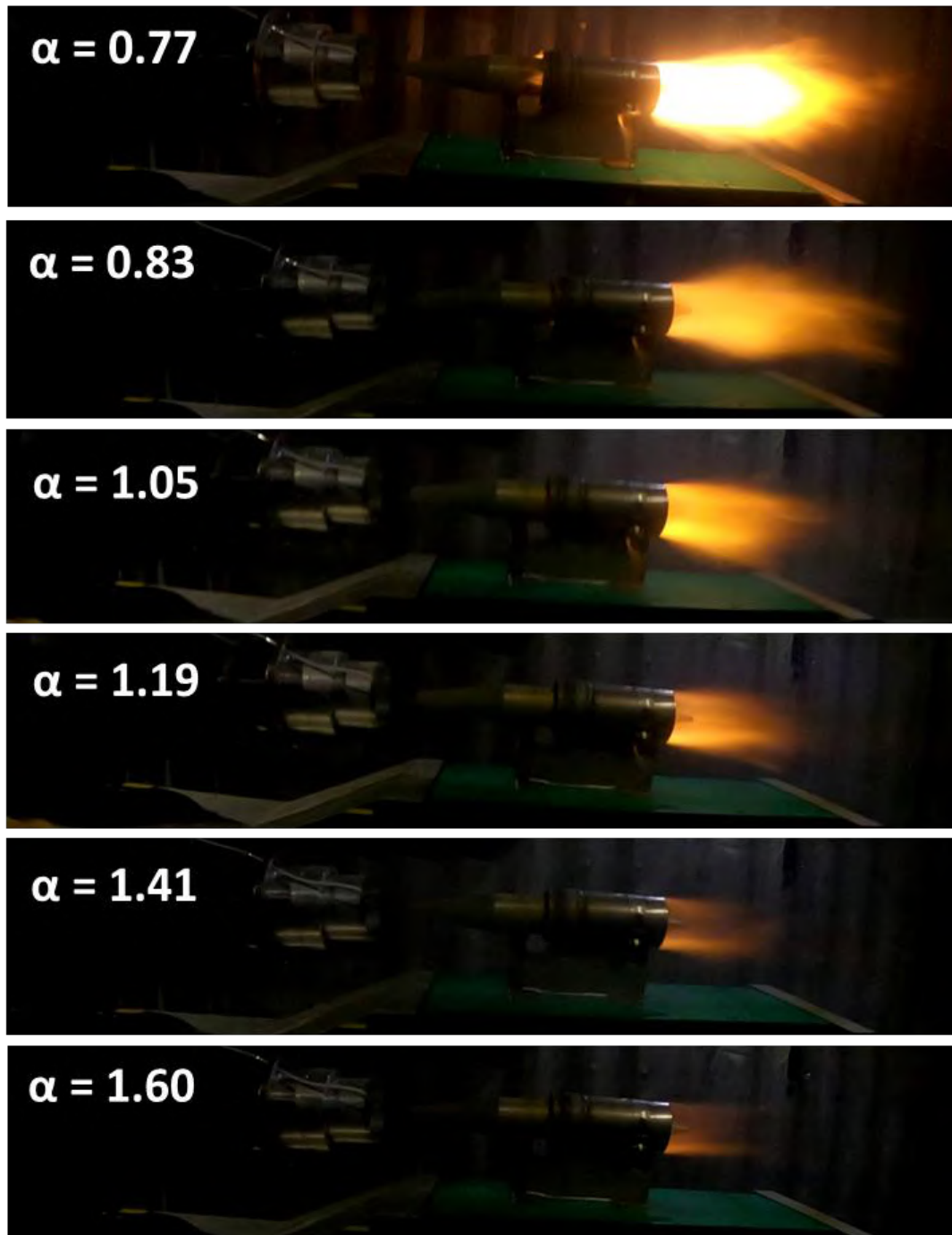


Рисунок 48. Кадры видеосъемки огневых испытаний НДД №1, 3, 5, 6, 7 и 8 при  $M = 1.5$  [151]

Если при  $\alpha_{КС} = 0.77$  на входе в воздухозаборник отчетливо видно свечение продуктов горения, то при  $\alpha_{КС} \geq 0.83$  этого свечения нет. Сравнение данных таблиц 11 и 12 показывает, что с ростом числа Маха набегающего воздушного потока давление в КС увеличивается от 130–145 кПа при  $M = 1.5$  до 160–180 кПа при  $M = 2.0$ . При  $M = 2.0$  и  $\alpha_{КС} \geq 1.20$  в связи с появлением в КС смешанного ППД–НСД режима частота продольных пульсаций давления в ППД возрастает до 800–900 Гц, и добавляется мода пульсаций давления с частотой 2600–1800 Гц, соответствующая режиму НСД. При этом проявляется странная особенность: несмотря на увеличение  $\alpha_{КС}$  (обеднение смеси) и снижение тяги, давление в КС увеличивается. Этот эффект связан с нелинейной «накачкой» давления в отводящей трубке–волноводе, на конце которой установлен датчик статического давления. Полученные зависимости полной тяги и удельного импульса от пропорций смеси представлены на рисунке 49.

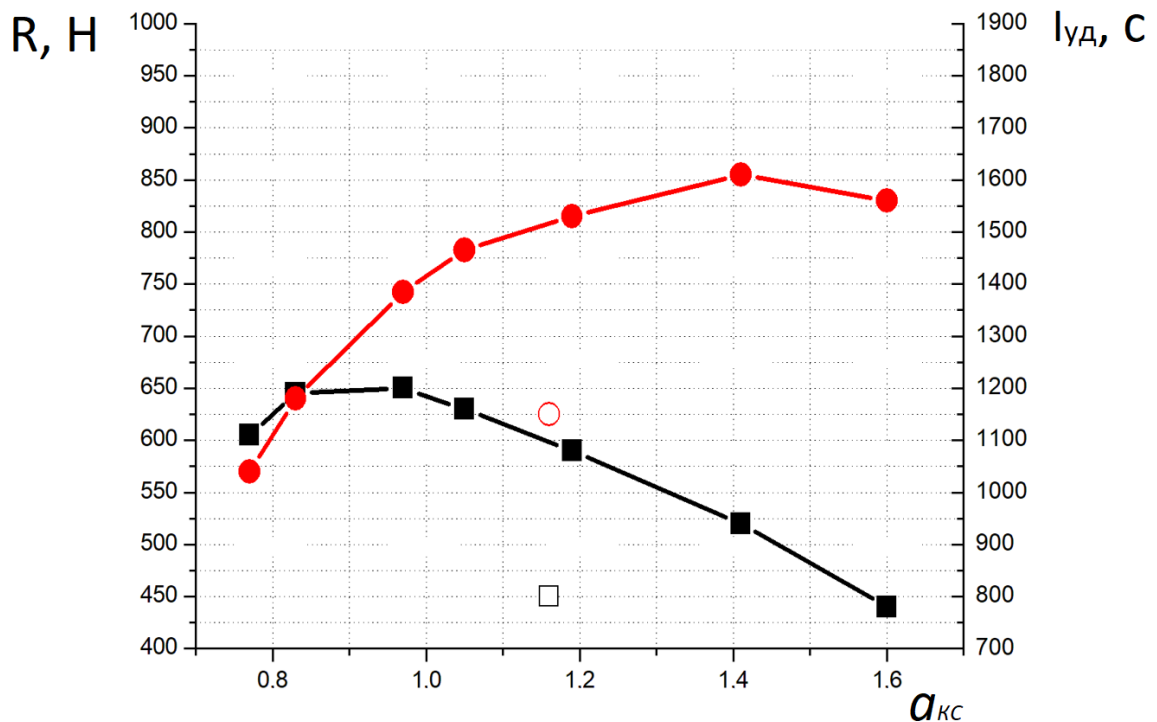


Рисунок 49. Зависимость полной тяги  $R$  (черная кривая) и удельного импульса  $I_{уд}$  (красная кривая) от коэффициента избытка воздуха  $\alpha_{КС}$  для испытаний НДД 2.0 с числом Маха набегающего потока воздуха  $M=1.5$  в стандартной геометрии (закрашенные символы) и с укороченной на 70 мм КС (незакрашенные символы)

#### 4.2.4 Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными

На рисунке 50 показаны экспериментальные зависимости среднего статического давления в КС от КИВ. Расчетные значения среднего статического давления в сечении установки датчика (60 мм ниже по потоку от сечения подачи водорода) составили 135 кПа и 225 кПа для чисел Маха 1.5 и 2.0 соответственно. Отличия между расчетными и экспериментальными значениями статического давления составили 4% и 20% для чисел Маха 1.5 и 2.0 соответственно. Меньшее экспериментальное значение статического давления в эксперименте с  $M = 2.0$  связано с частичным нарушением режима втекания воздуха в ВЗУ НДД, вызывающем потери давления в КС. Следует сказать, что в расчетах нарушения режима работы ВЗУ не наблюдалось. Таким образом, в расчетах модернизированного НДД заложен дополнительный запас устойчивости работы ВЗУ.

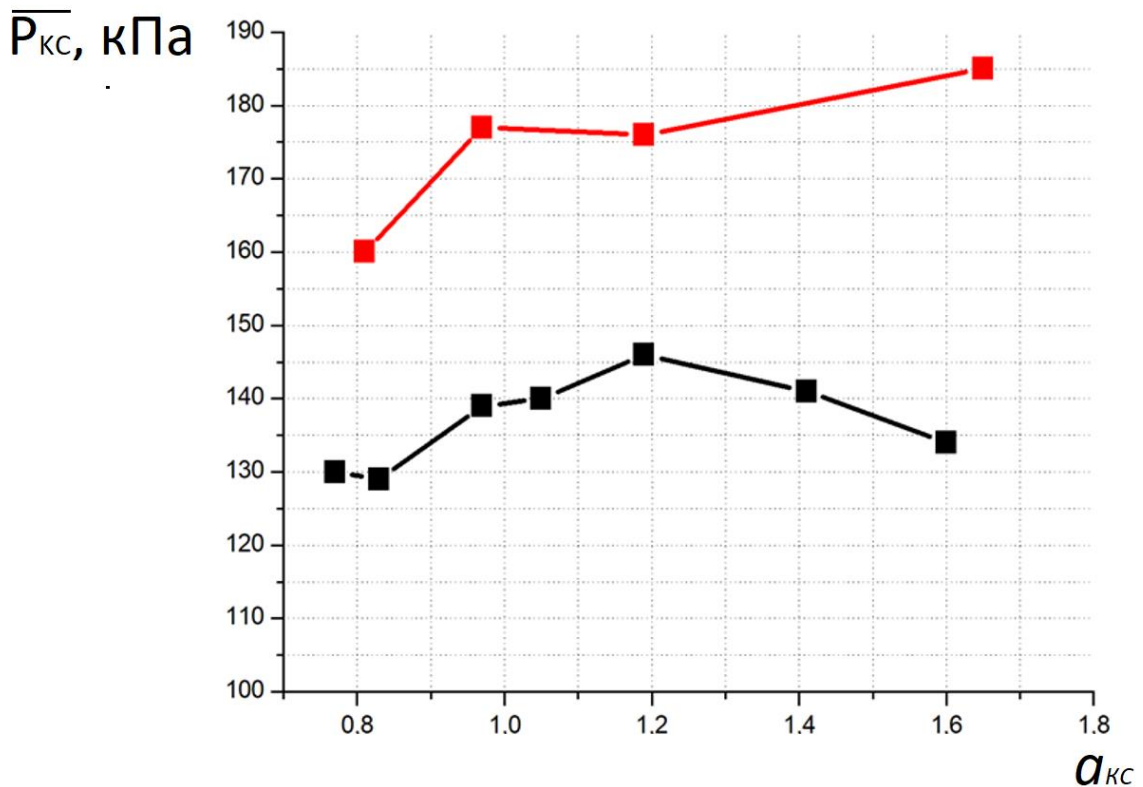


Рисунок 50. Экспериментальные зависимости среднего статического давления  $\overline{P}_{КС}$  в НДКС от коэффициента избытка воздуха  $a_{КС}$  для чисел Маха набегающего потока воздуха  $M = 1.5$  (черная кривая) и  $M = 2.0$  (красная кривая)

Кроме статического давления проводится сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по полной тяге НДД, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными для  $M = 1.5$  и несколько занижены для  $M = 2.0$ . Различия составляют 8% и 19% соответственно (см. рисунок 51). Большое отличие для режима работы НДД с  $M = 2.0$  связано с нерасчетным нарушением течения в области ВЗУ НДД и уменьшением его эффективности. Дальнейшая работа была направлена на оптимизацию конструкции НДД в том числе с целью увеличения стабильности работы ВЗУ двигателя.

#### 4.2.5 Результаты испытаний НДД при $M = 0.9$ и $M = 2.5$

Испытания двигателя на дозвуковой скорости с числом Маха набегающего потока воздуха  $M = 0.9$  показали, что в этих условиях происходит значительное нарушение режима работы воздухозаборника, сопровождающееся внешним горением водородно–воздушной смеси (см. рисунок 52). Датчики, установленные в КС не регистрировали ни значительного увеличения статического давления, ни пульсаций давления. По–видимому, большая часть топлива сгорала за пределами

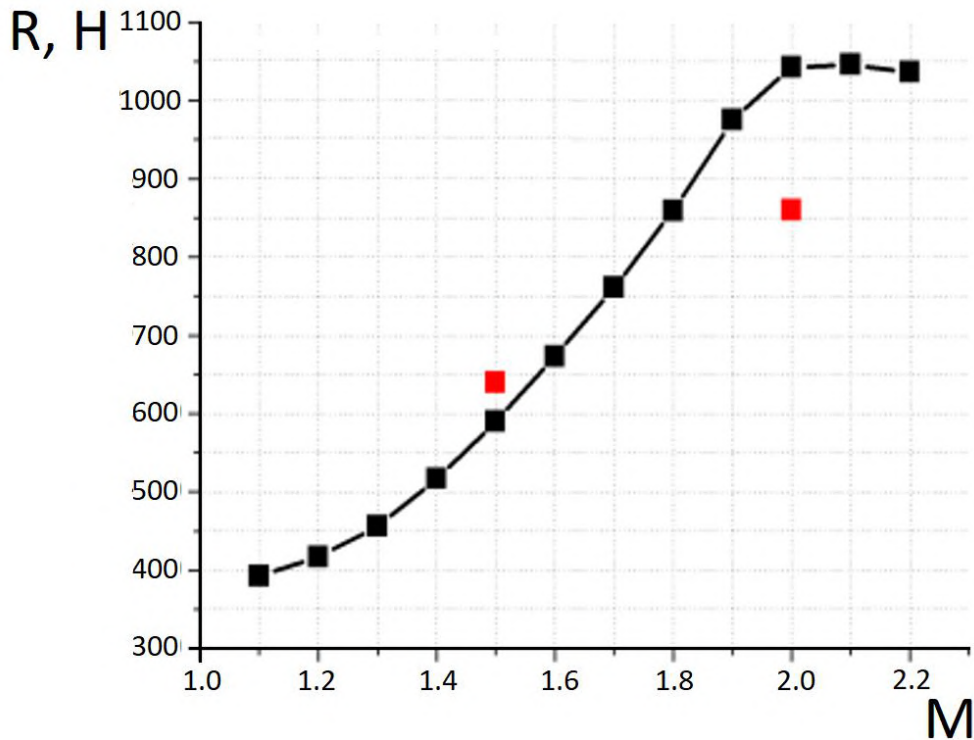


Рисунок 51. Зависимость полной тяги  $R$  от числа Маха  $M$  набегающего потока [151] при коэффициенте избытка воздуха  $\alpha_{КС} = 1$ : черные символы – расчет; красные символы – эксперимент



тракта. Показания тягоизмерительного стола при этом регистрировали снижение общего сопротивления установки на 400 Н.

В испытаниях с числом Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.5$  после срабатывания инициатора детонации реализуется неустойчивый рабочий процесс, который срывается через 0.1–0.2 с после зажигания. На рисунке 53 показаны экспериментальные записи датчика тяги, датчика пульсаций давления и датчика статического давления в НДКС для огневого испытания с числом Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.5$ . Срыв рабочего процесса связан с недостаточной длиной КС для обеспечения устойчивого распространения детонационной волны. Для стабилизации устойчивого непрерывно-детонационного рабочего процесса необходимо уменьшить скорость поступающего в КС воздуха за счет дополнительного торможения потока во внутреннем тракте ВЗУ или установить на выходе из НДКС суживающееся сопло для снижения среднemasсовой скорости потока.

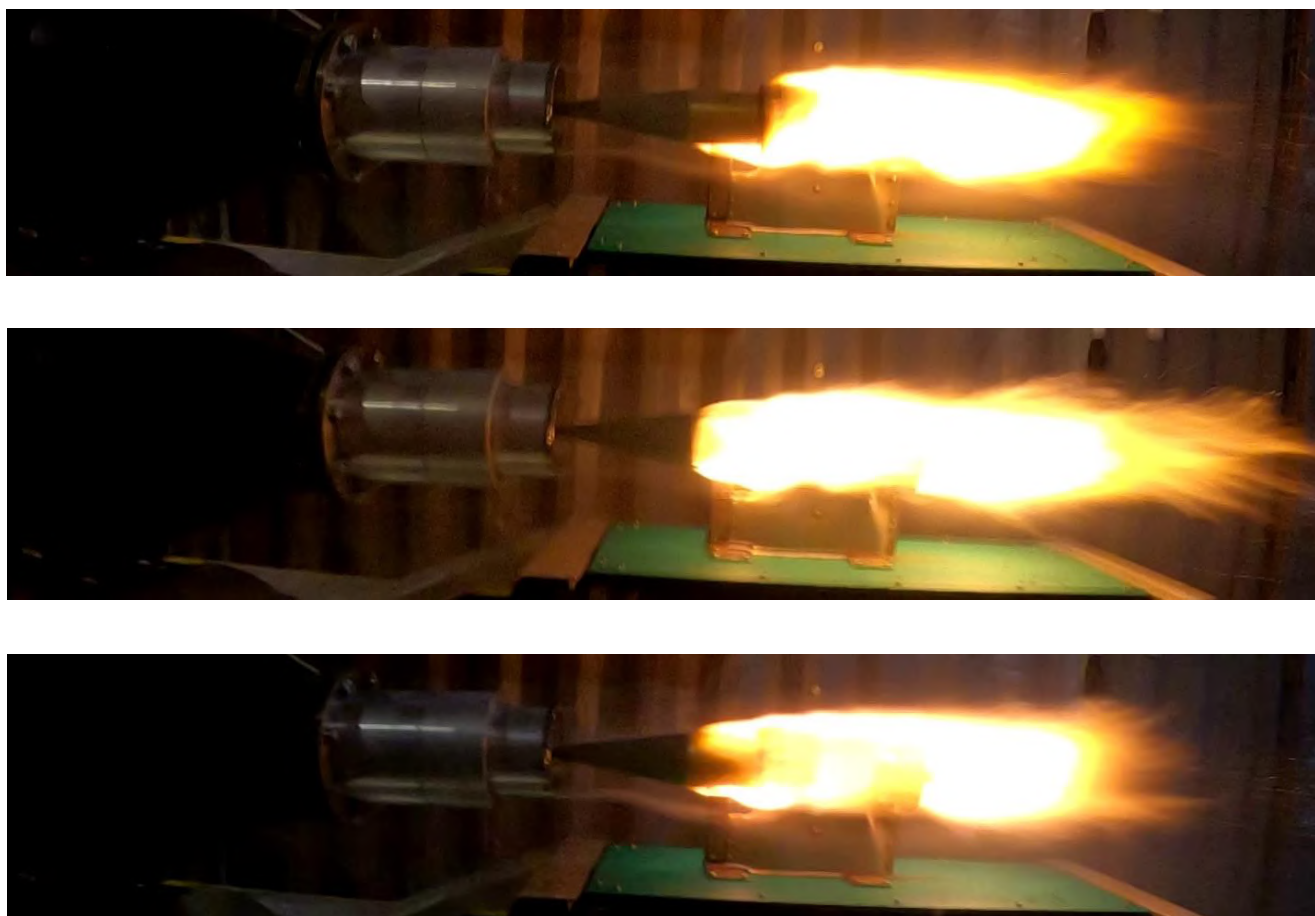


Рисунок 52. Кадры видеосъемки испытаний НДД 2.0 при  $M = 0.9$

### 4.3 Оптимизация схемы НДД 2.0

#### 4.3.1 Расчетные исследования

По результатам экспериментов проведена численная оптимизация геометрии проточного тракта НДД. Сравнение результатов расчетов по предложенной методике с экспериментальными данными показало хорошее качественное и количественное согласие (см. пункт 4.2.3), поэтому методика расчетов течения и рабочего процесса в НДД не изменялась. Особое внимание при разработке модернизированной геометрии проточного тракта уделялось стабилизации течения в ВЗУ НДД при числе Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.0$  и снижению общего сопротивления двигателя. Геометрия НДКС не менялась, так как доказала свою работоспособность и подтвердила расчетные тяговые характеристики при числе Маха  $M = 1.5$ . Общая концепция двухконтурного НДД также не менялась, поскольку продемонстрировала свою работоспособность и хорошие характеристики по тепловому состоянию стенок КС.

Для улучшения устойчивости работы ВЗУ и предотвращения нерасчетных режимов работы предложены следующие компоновочные решения:

1. Увеличение количества воздуха, проходящего через обводной канал. Это позволяет обеспечивать более быструю разгрузку присоединенных ударных волн, распространяющихся вверх по потоку;

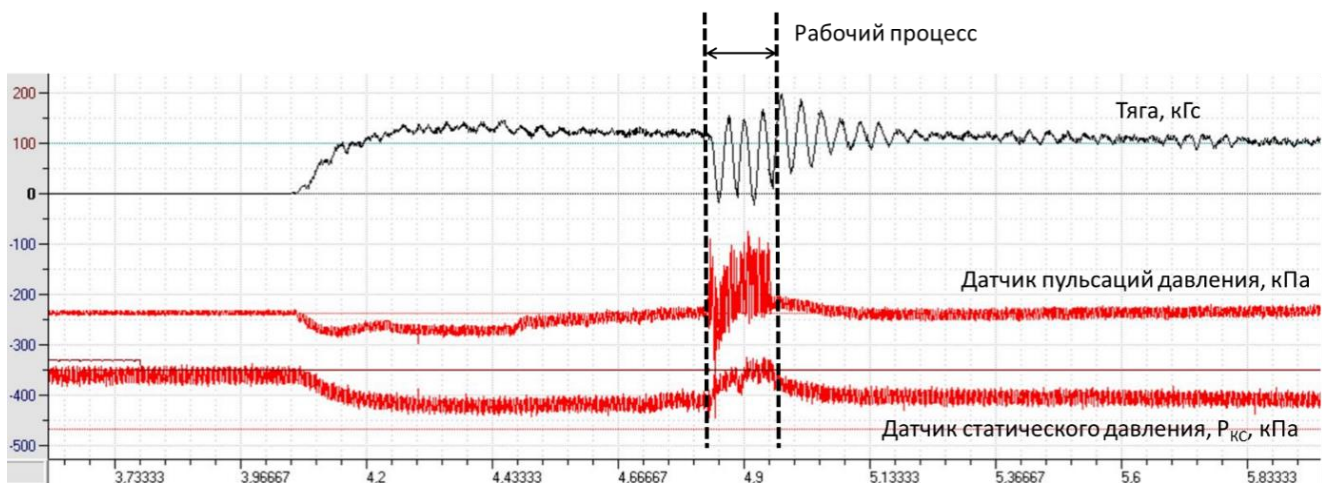


Рисунок 53. Экспериментальные записи датчика, датчика пульсаций давления и датчика статического давления в НДКС при огневом испытании с числом Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.5$



2. Увеличение длины обечайки двигателя вверх по потоку для предотвращения разгрузки ударных волн в атмосферу с потерей тягового усилия.

Для снижения общего сопротивления НДД предложено предусмотреть подачу водорода из внутренней стенки НДКС. Это позволяет уменьшить миделево сечение и сопротивление установки более чем на 20%. Это также приводит к стабилизации рабочего режима с НСД в более широком диапазоне КИВ из-за смещения зоны формирования ТВС ближе к внешней стенке НДКС. Данное техническое решение не использовалось при создании образца двигателя варианта 2.0 вследствие технической сложности его изготовления при экспериментально неподтвержденных характеристиках НДД.

На рисунке 54 показаны основные рассматриваемые варианты геометрии проточного тракта двигателя. Всего рассмотрено около 20 различных вариантов. В первоначальном варианте увеличение площади входа в обводной канал (вариант 1) приводит к его заклиниванию даже при холодном течении (см. рисунок 55). Поэтому рассмотрен вариант 2 с расширенным обводным каналом, в котором течение

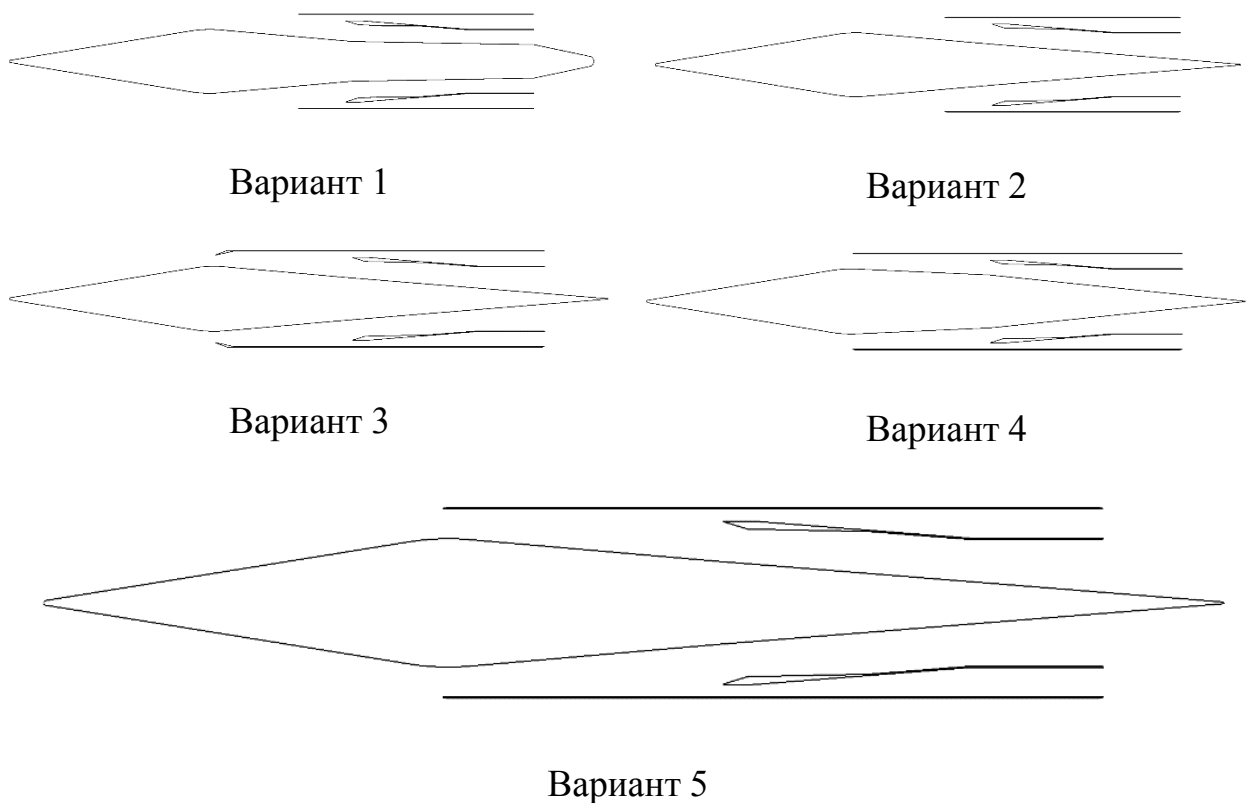


Рисунок 54. Основные рассматриваемые варианты оптимизированной геометрии проточного тракта НДД [149]

остается сверхзвуковым и в КС, и в обводном канале. Результаты расчетов рабочего процесса варианта 2 демонстрируют возможность реализации устойчивого непрерывно–детонационного рабочего процесса, однако получены очень низкие тяговые характеристики: эффективная тяга двигателя при числе Маха  $M = 2.0$  оказывается отрицательной  $-200$  Н. Кроме того, рассмотрены варианты геометрии 3, 4 и 5, в которых начало обечайки двигателя сдвинуто вперед до сечения с максимальным диаметром центрального тела. Таким образом, проведены параметрические расчеты по поиску максимальной эффективной тяги двигателя при изменении площади общего входа ВЗУ (вариант 3) и площади входа в обводной канал (вариант 4). Эти расчеты позволяют найти оптимальные значения площади сечений общего входа ВЗУ и обводного канала.

В таблице 13 приведены результаты расчетов вариантов 1–5.

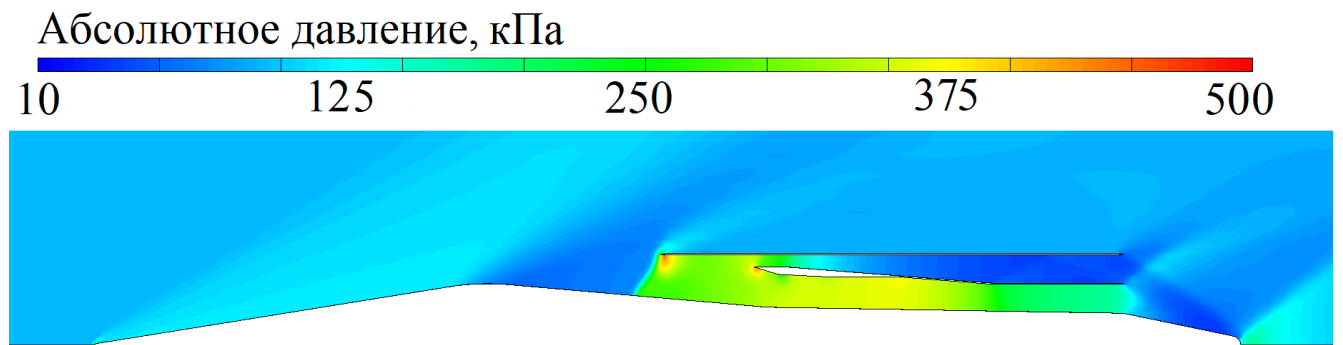


Рисунок 55. Распределение местного статического давления в расчете холодного течения. Вариант 1

Таблица 13. Рассчитанные тяговые характеристики вариантов НДД при  $M = 2.0$ : сила сопротивления  $F_D$ , эффективная тяга  $F_{EFF}$ , полная тяга  $R$ , массовый расход в КС  $G_{KC}$ , массовый расход в обводной канал  $G_{BPS}$ , удельный импульс  $I_{SP}$

| Вариант | $F_D$ , Н | $F_{EFF}$ , Н | $R$ , Н | $G_{KC}$ , кг/с | $G_{BPS}$ , кг/с | $I_{SP}$ , с |
|---------|-----------|---------------|---------|-----------------|------------------|--------------|
| 1       | -880      | —             | —       | —               | —                | —            |
| 2       | -690      | -210          | 900     | 1.2             | 2.5              | 1458         |
| 3       | -1140     | -430          | 710     | 0.9             | 2.0              | 2875         |
| 4       | -700      | 110           | 810     | 1.2             | 2.6              | 2460         |
| 5       | -730      | 370           | 1100    | 1.3             | 3.0              | 3084         |

Оптимизированный вариант 5 обеспечивает эффективную тягу двигателя +370 Н при удельном импульсе по топливу около 3100 с. Уменьшение входного сечения обводного канала на 30% в варианте 4 приводит к уменьшению эффективной тяги до +110 Н и удельного импульса до 2500 с. Уменьшение площади общего входа ВЗУ на 30% приводит к отрицательной эффективной тяге при незначительном уменьшении удельного импульса до 2900 с. Дальнейшее увеличение площади входа обводного канала не приводит к значительному улучшению тяговых характеристик из-за увеличения внутреннего сопротивления силовой установки, однако накладывает существенные технические проблемы при производстве, вследствие увеличения длины пилонов, удерживающих центральное тело и уменьшению их жесткости и прочности. На рисунках 56 и 57 показаны распределения: местного статического давления, числа Маха, температуры при холодном и горячем течении в НДД варианта 5 при числе Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.0$ .

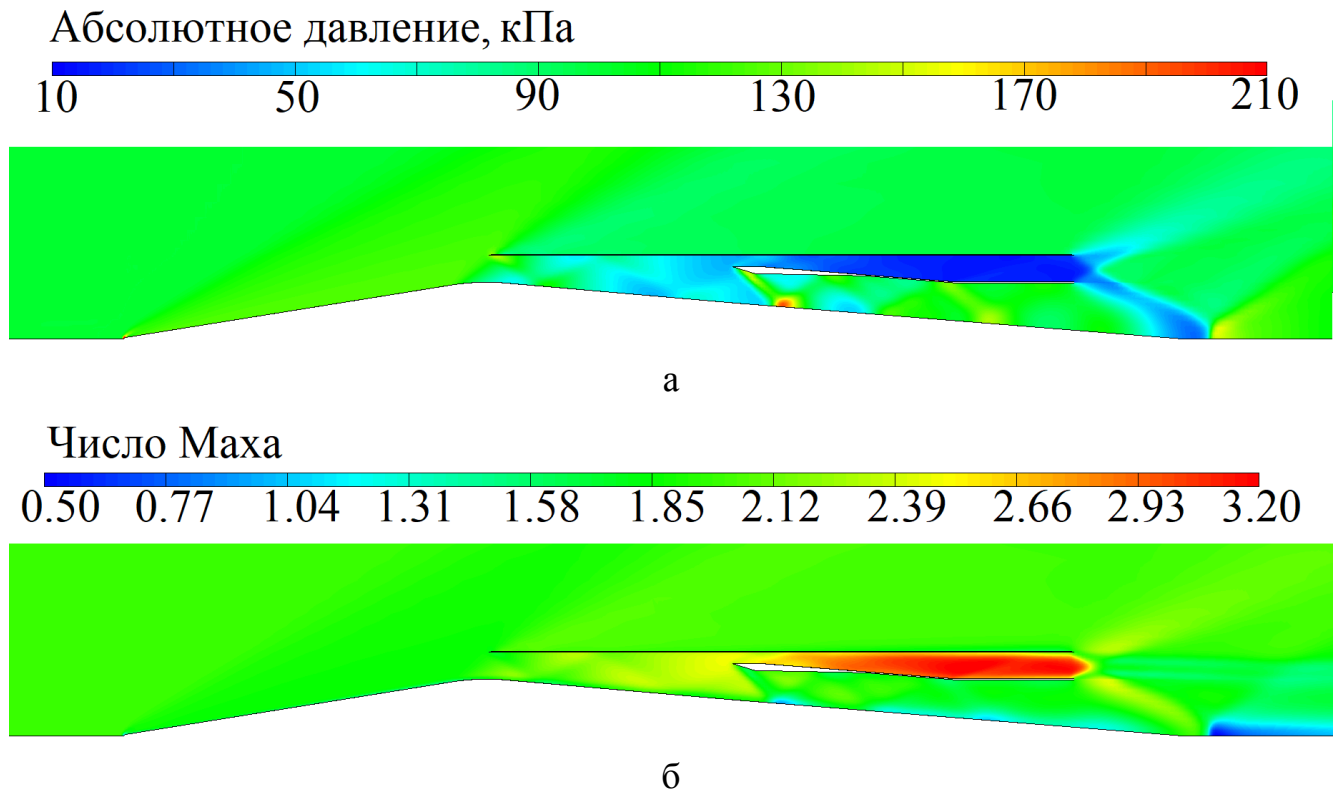
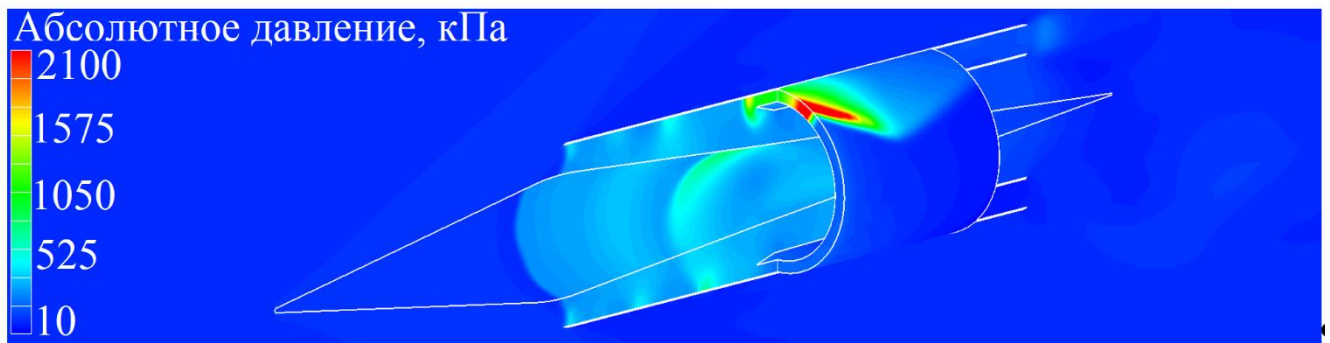
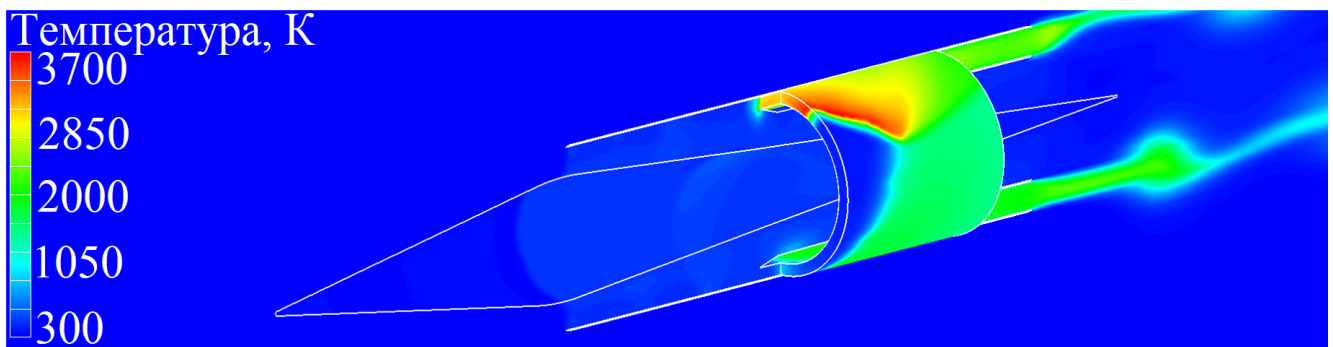


Рисунок 56. Расчетные стационарные поля при холодной продувке НДД варианта 5 потоком воздуха с числом Маха  $M = 2.0$ : а – статическое давление; б – локальное число Маха

В дополнение к расчетам при значении числа Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.0$  проведены аналогичные расчеты для  $M = 1.5$ . Эти расчеты выполнены для оценки тяговых характеристик модифицированного двигателя при снижении числа Маха полета. Основные тяговые характеристики приведены в таблице 14. Полная тяга  $R$  для числа Маха полета  $M = 1.5$  растет с 590 Н до 855 Н по сравнению с первым экспериментальным образцом НДД. Повышение тяги связано с перераспределением потоков воздуха в КС и обводной канал и более эффективной работой ВЗУ. Снижение числа Маха с  $M = 2.0$  до  $M = 1.5$  приводит к уменьшению общего расхода воздуха в силовую установку всего на 0.9 кг/с, тогда как в первом образце двигателя уменьшение составляет 1.2 кг/с. Из таблицы 14 видно, что расход воздуха в КС при уменьшении числа Маха с  $M = 2.0$  до  $M = 1.5$  практически не меняется. Уменьшается только расход воздуха в обводной канал. Именно возможность сжигания большего количества ТВС позволяет увеличить полную тягу двигателя в данном режиме работы.



а



б

Рисунок 57. Расчетные поля в случае рабочего процесса в НДД варианта 5 при числе Маха набегающего потока воздуха  $M = 2.0$ : а – статическое давление; б – температура

Несмотря на указанные улучшения характеристик, в данном режиме работы наблюдаются незначительные потери расхода воздуха из-за работы ВЗУ с «выбитым» скачком (см. рисунок 58). Улучшение режима работы ВЗУ возможно за счет увеличения расхода воздуха через обводной канал и его снижения через КС. Однако предварительные расчеты такого варианта показывают уменьшение и полной и эффективной тяги двигателя.

Также проведены расчеты для маршевого числа Маха  $M = 2.0$  по дросселированию тяги двигателя при уменьшении подачи горючего в КС. Результаты численного моделирования показали, что НДД в таком режиме производит нулевую эффективную тягу (что означает способность к автономному полету полет с постоянной скоростью) при коэффициенте избытка топлива  $\alpha = 1.5$ . Вычисленные в расчете тяговые характеристики приведены в таблице 14.

Таблица 14. Рассчитанные тяговые характеристики НДД варианта 5 при различных значениях чисел Маха  $M$  и коэффициентов избытка воздуха  $\alpha_{КС}$ : сила сопротивления  $F_D$ , эффективная тяга  $F_{EFF}$ , полная тяга  $R$ , массовый расход в КС  $G_{КС}$ , массовый расход в обводной канал  $G_{BPS}$ , удельный импульс  $I_{SP}$

| Режим                            | $F_D$ , Н | $F_{EFF}$ , Н | $R$ , Н | $G_{КС}$ , кг/с | $G_{BPS}$ , кг/с | $I_{SP}$ , с |
|----------------------------------|-----------|---------------|---------|-----------------|------------------|--------------|
| $M = 1.5$<br>$\alpha_{КС} = 1.0$ | -735      | 120           | 855     | 1.3             | 2.1              | 2400         |
| $M = 2.0$<br>$\alpha_{КС} = 1.5$ | -720      | 0             | 720     | 1.4             | 3.0              | 1870         |

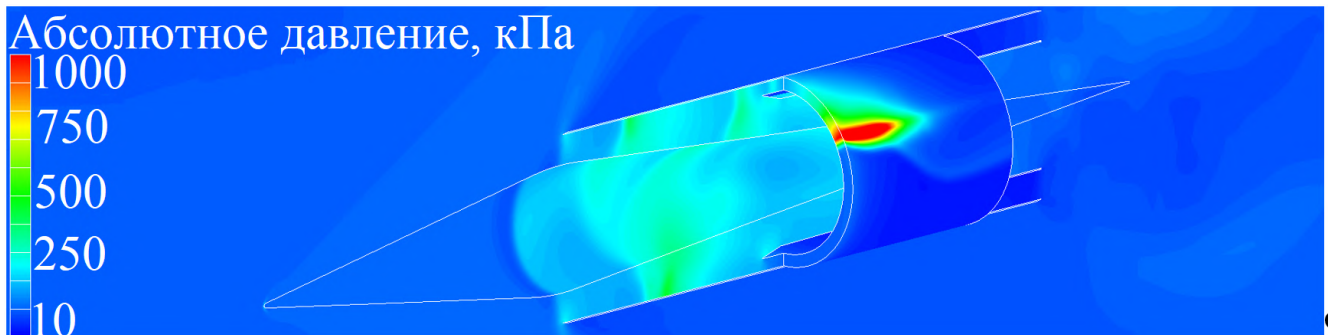


Рисунок 58. Расчетное поле статического давления при рабочем процессе в НДД 2.5 с  $M = 1.5$  и  $\alpha_{КС} = 1.0$

В целом, данная оценка подтверждается измерениями, проведенными в экспериментах. В огневых испытаниях эффективная тяга уменьшается до нуля при  $\alpha_{КС} = 1.6$  для  $M = 1.5$  с расчетным режимом работы ВЗУ и  $\alpha_{КС} = 1.3$  для  $M = 2.0$  с нерасчетным режимом работы ВЗУ. Полученное в нерасчетном режиме функционирования ВЗУ поле статического давления показано на рисунке 59.

#### 4.3.2 Модернизированный экспериментальный образец НДД

Кроме оптимизации рабочего процесса и проточного тракта НДД по результатам испытаний принято решение об оптимизации конструкции, предложенной в пункте 4.2. Основываясь на результате параметрических трехмерных газодинамических расчетов, выработана новая конструкция проточного тракта. Модернизированный экспериментальный образец НДД практически полностью состоит из новых деталей и узлов, кроме инициатора детонации и системы регистрации рабочего процесса в КС. Общий вид и продольный разрез модернизированного НДД представлен на рисунке 60. Ниже перечислены основные конструктивные особенности нового образца по сравнению с предыдущим вариантом (НДД 2.5):

1. Обтекатель системы подвеса НДД к тяговому столу интегрирован в общую конструкцию;
2. Сделана внутренняя проводка магистрали подачи водорода к коллектору;
3. Топливо в КС подается из внутренней стенки;
4. Внешняя стенка КС монтируется на трех неразборных пилонах в передней и задней частях КС. В один из передних пилонов встроена магистраль подачи

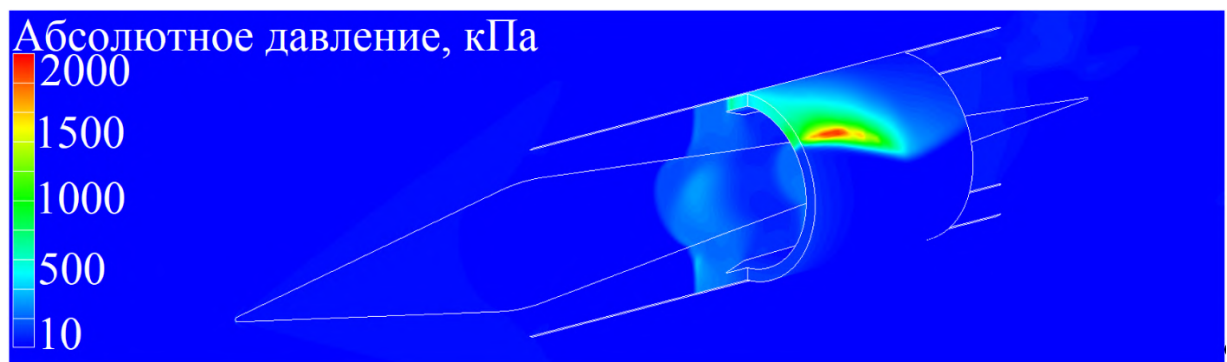


Рисунок 59. Расчетное поле статического давления при рабочем процессе в НДД 2.5 с  $M = 2.0$  и  $\alpha_{КС} = 1.5$

топлива. Для ослабления влияния пилонов на рабочий процесс в КС размеры пилонов уменьшены, а задние пилоны максимально отнесены к выходному сечению КС;

5. В стенку, разделяющую КС и обводной канал, встроен топливный коллектор, а сама стенка смонтирована на двух рядах пилонов. Передние три пилон выполнены полыми: через них топливо подается в топливный коллектор.

6. Силовая схема системы подвеса двигателя к тяговому столу усилена для снижения вибраций во время испытаний и улучшения качества сигнала датчика усилия в тяговом столе.

Как и раньше, испытания нового варианта НДД проведены в импульсной аэродинамической трубе (АТ). Двигатель установлен на тяговом столе с нулевым углом атаки (см. рисунок 61). Согласно газодинамическим расчетам без горения, проведенным по методике, описанной выше, сила аэродинамического сопротивления нового варианта НДД, установленного в АТ, при  $M = 1.5, 2.0$  и  $2.5$  составила  $640 \text{ Н}, 840 \text{ Н}$  и  $865 \text{ Н}^*$  соответственно. При проведении расчетов течение в сопле АТ, а также внешнее обтекание и внутреннее течение в тракте двигателя; влияние системы подвеса не учитывается. Аэродинамическое сопротивление

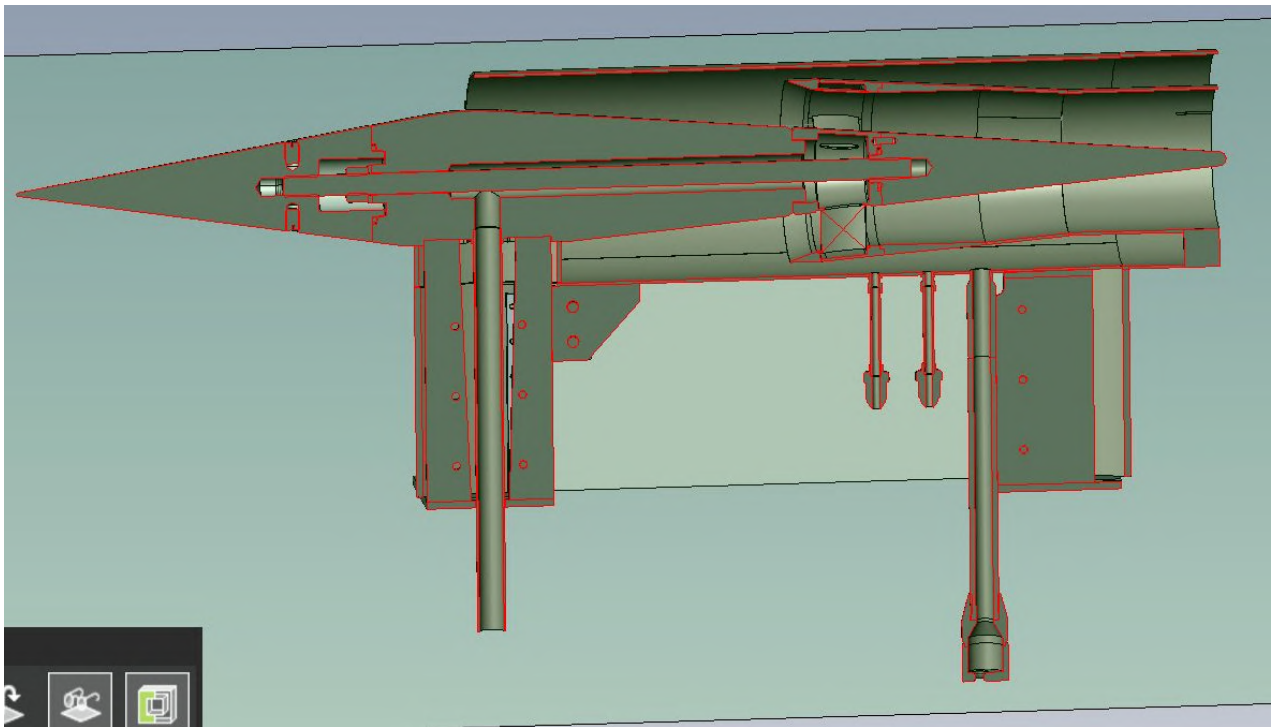


Рисунок 60. Продольный разрез модернизированного НДД 3.0 [149]



системы подвеса установки оценивается как разность между измеренными (при холодной продувке на стенде) и указанными расчетными значениями силы аэродинамического сопротивления. Полученные значения силы сопротивления системы подвеса при  $M = 1.5$ ,  $2.0$  и  $2.5$  составляют  $160$  Н,  $310$  Н и  $355$  Н\* соответственно (\* – расчет сопротивления при  $M = 2.5$  проведен для режима работы стендового сопла с давлением торможения  $1200$  кПа и давлением на срезе сопла  $70$  кПа).

#### ***4.3.3 Результаты испытаний модернизированного НДД при $M = 1.5$***

Ниже представлены результаты огневых испытаний макета демонстратора (МД) НДД нового варианта при  $M = 1.5$ , давлении торможения  $350$ – $400$  кПа и температуре торможения около  $270$  К. В испытаниях варьируется  $\alpha_{КС}$  от  $0.70$  до  $1.60$ . Задача испытаний – определить область устойчивой работы и тяговые характеристики НДД 3.0 нового варианта.

В таблице 15 представлены основные параметры и результаты огневых испытаний. При увеличении  $\alpha_{КС}$  от  $0.80$  до  $1.65$  (при уменьшении расхода водорода от  $55$  г/с до  $24$  г/с) полная тяга  $R$  уменьшается от  $750$  Н до  $610$  Н, а удельный импульс  $I_{SP}$  увеличивается от  $1110$  с до  $2680$  с. При  $\alpha_{КС} > 1.63$  горение водорода не происходит. Так же, как и в экспериментах двигателя старого варианта, в большинстве пусков наблюдался непрерывно–детонационный рабочий процесс с

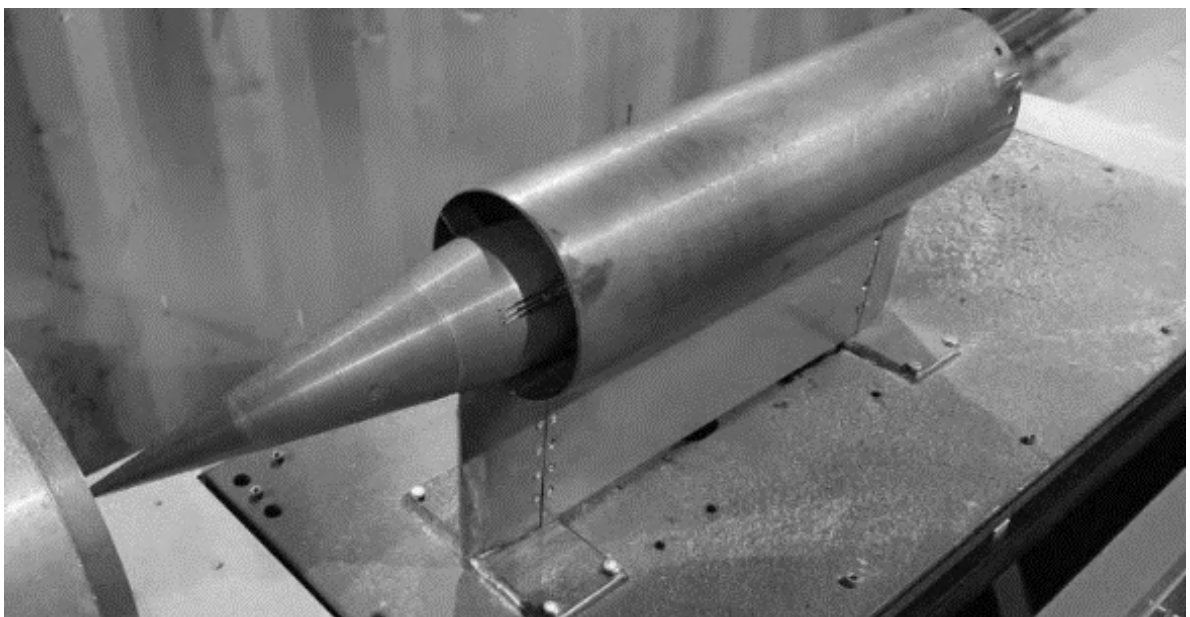


Рисунок 61. НДД 3.0 на тяговом столе [149]



продольно–пульсирующей детонацией (ППД–режим) с характерной частотой пульсаций давления 600–700 Гц. Однако при уменьшении расхода водорода (при увеличении  $\alpha_{КС} > 1.50$ ) в огневых испытаниях зарегистрирован режим с непрерывной спиновой детонацией (НСД–режим) с характерной частотой пульсаций давления 2.5 кГц.

Ранее такой режим горения кратковременно наблюдался лишь при  $M = 2.0$ , однако был неустойчивым. Характерная частота в 2.5 кГц соответствует тангенциальной скорости детонационного фронта около 1000 м/с, что согласуется с результатами, полученными ранее. В данных испытаниях при уменьшении расхода водорода повышается не только частота рабочего процесса, но и среднее статическое давление, измеряемое в КС. Анализ показывает, что последнее связано с нелинейными явлениями в отводящих трубках–волноводах, искажающими сигналы давления, регистрируемые датчиками.

На рисунке 62 показаны кадры видеосъемки огневых испытаний МД НДД старого и нового вариантов. На рисунке 63 показано сравнение зависимостей полной тяги (см. рисунок 63а) и удельного импульса по топливу (см. рисунок 63б)

Таблица 15. Основные параметры и результаты огневых испытаний модернизированного НДД нового варианта при  $M = 1.5$  [149]: давление подачи водорода  $P_{H_2}$ ; массовый поток водорода  $G_{H_2}$ ; коэффициент избытка воздуха  $\alpha_{КС}$ ; среднее давление в КС  $\overline{P_{КС}}$ ; частота  $f$ ; полная тяга  $R$ ; удельный импульс  $I_{SP}$ ; эффективная тяга  $F_{EFF}$

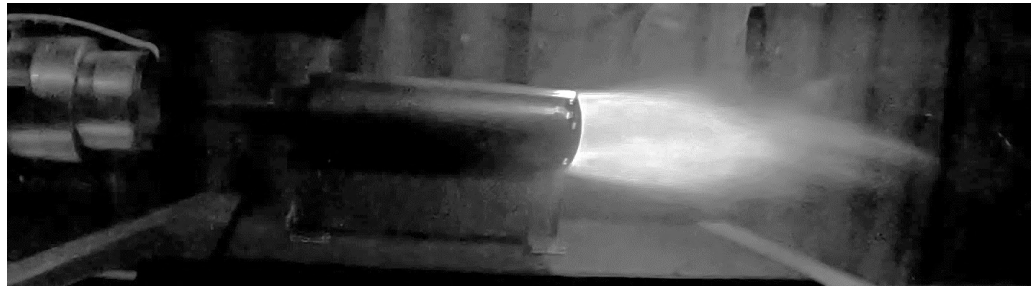
| № | $P_{H_2}$ , кПа | $G_{H_2}$ , г/с | $\alpha_{КС}$ | $\overline{P_{КС}}$ , кПа | $f$ , Гц  | $R$ , Н | $I_{SP}$ , с | $F_{EFF}$ , Н |
|---|-----------------|-----------------|---------------|---------------------------|-----------|---------|--------------|---------------|
| 1 | 1724            | 55              | 0.71          | 124                       | 470       | 610     | 1110         | –30           |
| 2 | 1350            | 41              | 0.96          | 176                       | 680       | 740     | 1800         | 100           |
| 3 | 1217            | 35              | 1.12          | 170                       | 670       | 705     | 2010         | 65            |
| 4 | 1006            | 31              | 1.26          | 169                       | 610       | 690     | 2230         | 50            |
| 5 | 736             | 25              | 1.57          | 169                       | 550/2300* | 670     | 2680         | 30            |
| 6 | 753             | 24              | 1.63          | 172                       | 2490      | 640     | 2670         | 0             |

\* наблюдались две выделенные частоты пульсаций давления.

для НДД старого и нового вариантов от КИВ. Видно, что при прочих равных условиях НДД 3.0 нового варианта имеет более высокие значения полной тяги и удельного импульса по топливу во всем рассматриваемом диапазоне  $\alpha_{КС}$ , причем повышение полной тяги и удельного импульса по топливу может достигать 200 Н и 1000 с соответственно. Отличия особенно заметны при  $\alpha_{КС} > 1.20$ , т.е. при смене режима горения водорода с ППД-режима на более высокочастотный НСД-режим.



а



б

Рисунок 62. Кадры испытаний двигателя при  $M = 1.5$  [149]: а – старый вариант НДД при  $\alpha_{КС} = 1.05$ ; б – новый вариант НДД при  $\alpha_{КС} = 1.12$

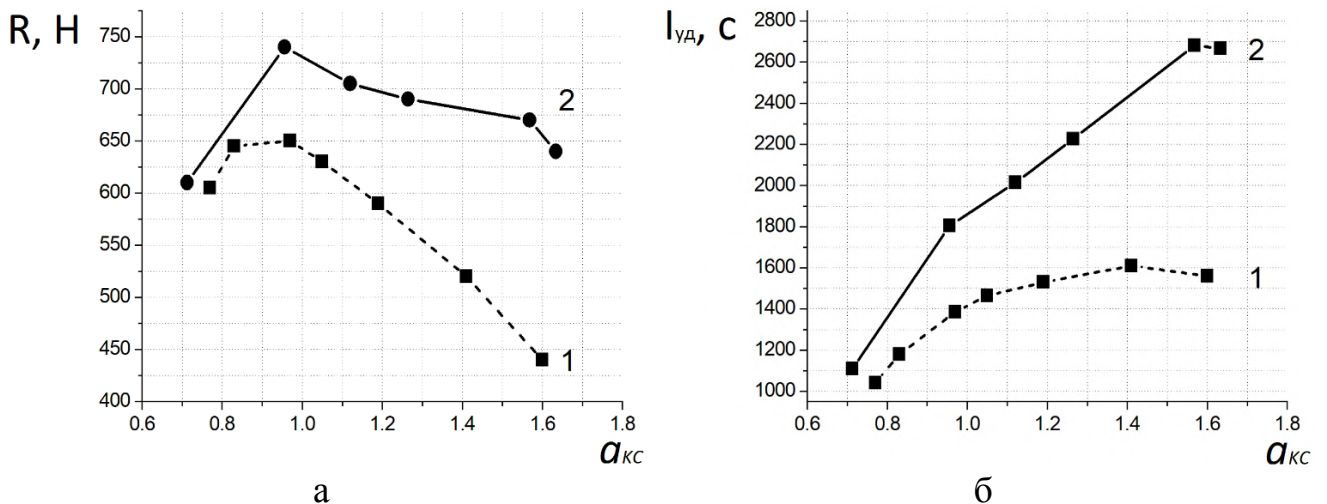


Рисунок 63. Сравнение экспериментальных зависимостей параметров от коэффициента избытка воздуха  $\alpha_{КС}$  при  $M = 1.5$  [152]: а – полной тяги  $R$ ; б – удельного импульса по топливу  $I_{уд}$ . Цифрами обозначены: 1 – старый вариант НДД; 2 – новый вариант НДД

#### 4.3.4 Результаты испытаний модернизированного НДД при $M = 2.0$

Ниже представлены результаты огневых испытаний НДД 3.0 при  $M = 2.0$ , давлении торможения 700–800 кПа и температуре торможения около 270 К. В испытаниях  $\alpha_{КС}$  варьируется от 0.70 до 3.30. Задача испытаний – определить область устойчивой работы и тяговых характеристик НДД нового варианта.

В таблице 16 представлены основные параметры и результаты огневых испытаний. При изменении  $\alpha_{КС}$  от 0.70 до 3.30 (при уменьшении расхода водорода с 71 г/с до 16 г/с) полная тяга  $R$  уменьшается от 1000 Н до 690 Н, а удельный импульс  $I_{SP}$  увеличивается от 1340 с до 4760 с. При  $\alpha_{КС} > 3.30$  горение водорода не происходит. Значения удельного импульса выше 3000–4000 с получены за счет расширения области устойчивой работы НДД при больших значениях КИВ:  $\alpha_{КС} > 2.00$ .

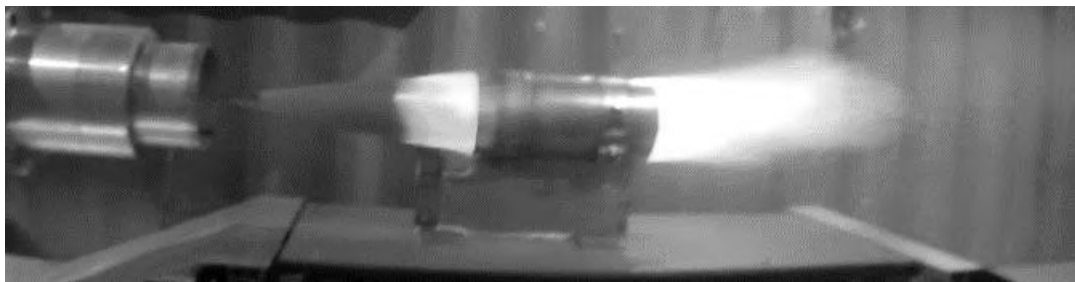
Таблица 16. Основные параметры и результаты огневых тестов модернизированного НДД при  $M = 2.0$  [152]: давление подачи водорода  $P_{H_2}$ ; массовый поток водорода  $G_{H_2}$ ; коэффициент избытка воздуха  $\alpha_{КС}$ ; среднее давление в КС  $\overline{P_{КС}}$ ; частота  $f$ ; полная тяга  $R$ ; удельный импульс  $I_{SP}$ ; эффективная тяга  $F_{EFF}$

| № | $P_{H_2}$ , кПа | $G_{H_2}$ , г/с | $\alpha_{КС}$ | $\overline{P_{КС}}$ , кПа | $f$ , Гц   | $R$ , Н | $I_{SP}$ , с | $F_{EFF}$ , Н |
|---|-----------------|-----------------|---------------|---------------------------|------------|---------|--------------|---------------|
| 1 | 2204            | 70              | 0.75          | 190                       | 720        | 940     | 1340         | 105           |
| 2 | 1796            | 55              | 0.95          | 226                       | 732        | 1000    | 1820         | 165           |
| 3 | 1628            | 51              | 1.03          | 227                       | 720        | 1000    | 1960         | 165           |
| 4 | 1443            | 42              | 1.25          | 214                       | 1230       | 930     | 2210         | 95            |
| 5 | 1230            | 36              | 1.45          | 212                       | 1220       | 900     | 2500         | 65            |
| 6 | 1086            | 31              | 1.69          | 212                       | 1230/2720* | 900     | 2900         | 45            |
| 7 | 921             | 25              | 2.09          | 217                       | 2640       | 890     | 3560         | 5             |
| 8 | 760             | 17              | 3.08          | 218                       | 2406       | 810     | 4760         | -25           |
| 9 | 612             | 16              | 3.27          | 211                       | 1988       | 690     | 4310         | -145          |

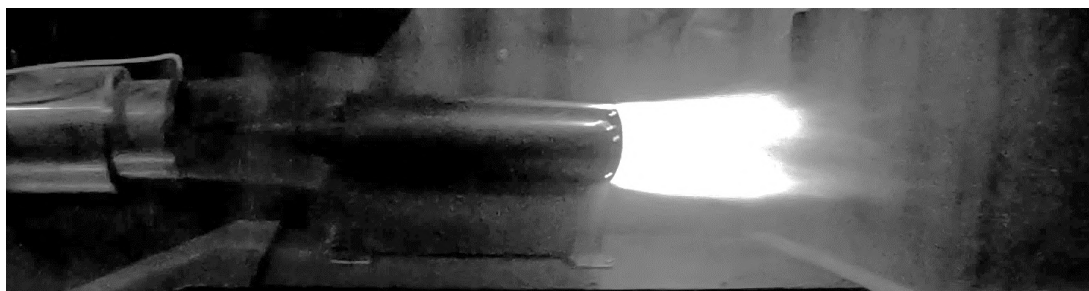
\* наблюдались две выделенные частоты пульсаций давления.

В огневых испытаниях зарегистрированы три режима непрерывно-детонационного горения водорода: низкочастотный ППД-режим с характерной частотой около 700 Гц при  $0.70 < \alpha_{КС} < 1.00$ , высокочастотный ППД-режим с характерной частотой около 1.2 кГц при  $1.00 < \alpha_{КС} < 1.70$  и НСД-режим с характерной частотой около 2.5 кГц при  $1.70 < \alpha_{КС} < 3.30$ . В НДД старого варианта (НДД 2.0) наблюдается только низкочастотный и высокочастотный ППД-режимы, а также переходный ППД/НСД-режим, а устойчивый НСД-режим не устанавливается. Следует отметить, что после проведения огневого испытания с большим значением  $\alpha_{КС} \approx 3.00$  температура внутренней стенки КС значительно превышает температуру внешней стенки. Непрерывно-детонационное горение водорода в таких условиях происходит не по всему сечению, а только в окрестности внутренней стенки КС: в пристеночном слое с повышенной концентрацией водорода. Как и в испытаниях при  $M = 1.5$ , при переходе от ППД-режима к НСД-режиму горения среднее статическое давление в КС повышается несмотря на уменьшение расхода водорода и остается практически постоянным в диапазоне  $2.00 < \alpha_{КС} < 3.00$ . Как отмечалось выше, такое поведение среднего статического давления связано с применением отводящих трубок-волноводов.

На рисунке 64 показаны кадры видеосъемки огневых испытаний старого



а



б

Рисунок 64. Кадры испытаний двигателя при  $M = 2.0$  [152]: а – старый вариант НДД при  $\alpha_{КС} = 1.19$ ; б – новый вариант НДД при  $\alpha_{КС} = 1.25$

НДД 2.0 (см. рисунок 64а) и нового НДД 3.0 (см. рисунок 64б) при  $\alpha_{КС}=1.19$  и  $\alpha_{КС}=1.25$  соответственно. Видно, что принятые меры по доводке двигателя позволяют обеспечить устойчивую работу воздухозаборника: если на рисунке 64а присутствует свечение продуктов горения перед входом в ВЗУ, то на рисунке 64б такого свечения нет.

На рисунке 65 показано сравнение зависимостей полной тяги (см. рисунок 65а) и удельного импульса по топливу (см рисунок 65б) НДД старого и нового вариантов от КИВ. При прочих равных условиях НДД нового варианта дает более высокие значения во всем рассматриваемом диапазоне КИВ, причем они могут достигать 400 Н и 1300 с соответственно. Отличия особенно заметны при  $\alpha_{КС}>1.25$ , т. е. в условиях более высокочастотного рабочего процесса. Кроме того, у НДД нового варианта область непрерывно–детонационного горения водорода значительно шире: предельное значение  $\alpha_{КС}$  растет от значения 1.60 до значения 3.30, а максимальное значение удельного импульса по топливу – от 1610 с до 4760 с. Отметим характерную особенность зависимости полной тяги для МД НДД нового варианта от КИВ (см. рисунок 65а). После ярко выраженного максимума при  $\alpha_{КС} = 1.00$  кривая выполаживается: при  $1.40 < \alpha_{КС} < 2.40$  полная тяга остается

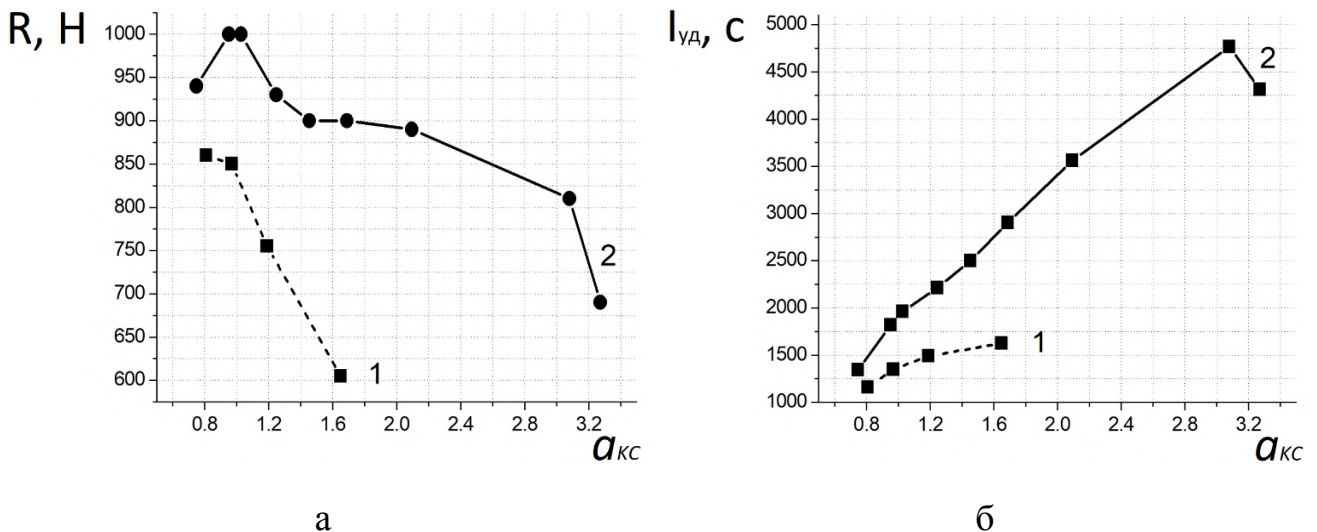


Рисунок 65. Сравнение экспериментальных зависимостей параметров от коэффициента избытка воздуха  $\alpha_{КС}$  при  $M = 1.5$  [152]: а – полной тяги  $R$ ; б – удельного импульса по топливу  $I_{уд}$ . Цифрами обозначены: 1 – старый вариант НДД; 2 – новый вариант НДД

приблизительно постоянной несмотря на уменьшение расхода водорода. Такое поведение кривой  $R(\alpha_{КС})$  связано с переходом от ППД–режима горения к НСД–режиму и вызванным этим повышением среднего статического давления в КС (см. таблицу 16).

На рисунке 66 приведено сравнение первичных записей силы, действующей на НДД старого и нового вариантов в огневых испытаниях с  $M = 2.0$  при близких значениях  $\alpha_{КС}$ . Видно, что сопротивление двигателя нового варианта снижено на 200 Н, а измеренное значение силы аэродинамического сопротивления, действующей на него с учетом системы подвеса, уменьшается на 400–500 Н. Полная тяга для данного режима работы увеличивается на 200 Н.

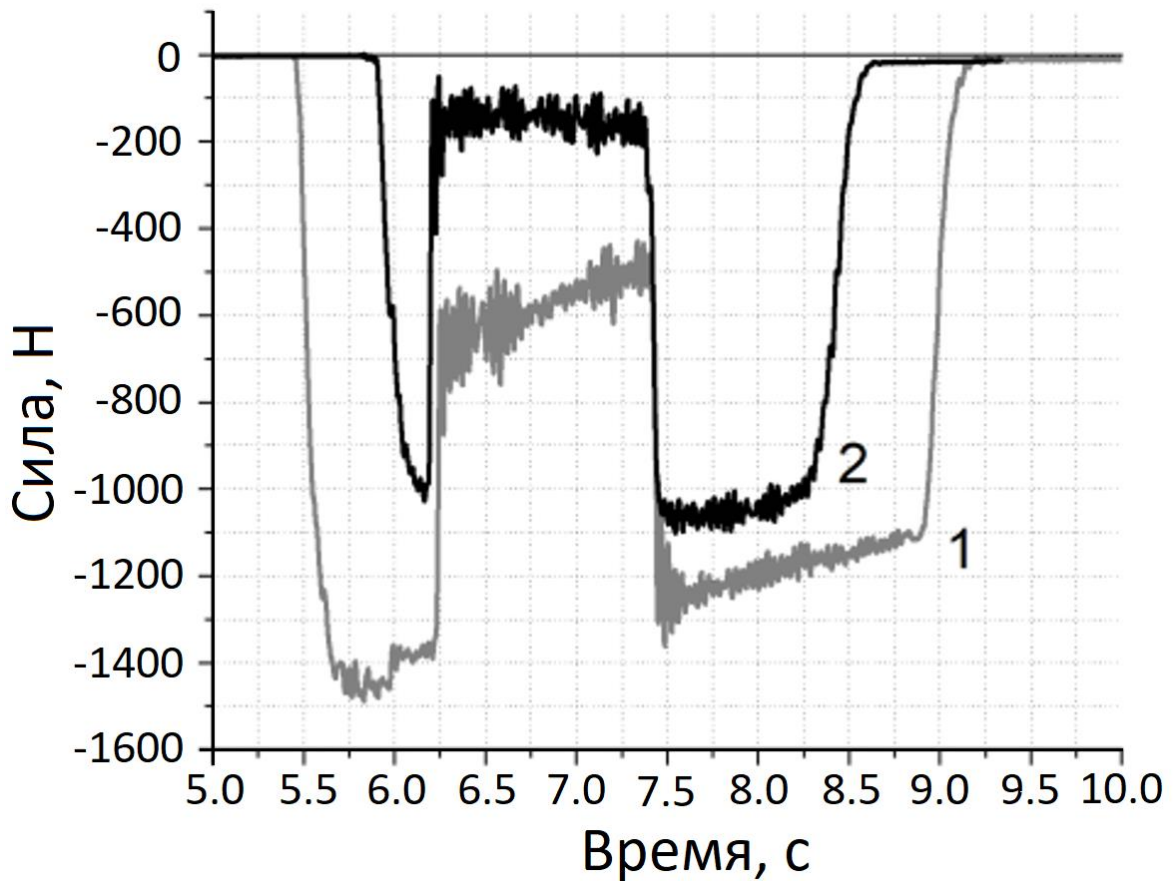


Рисунок 66. Экспериментальные записи силы, действующей на двигатель при  $M = 2.0$  [152]. Цифрами обозначены: 1 – старый вариант НДД при  $\alpha_{КС} = 1.19$ ; 2 – новый вариант НДД при  $\alpha_{КС} = 1.25$ . Сила положительна, если направлена против набегающего воздушного потока

#### 4.3.5 Результаты испытаний модернизированного НДД при $M = 2.5$

Ниже представлены результаты огневых испытаний НДД 3.0 нового варианта при  $M = 2.5$ , давлении торможения 1100–1200 кПа и температуре торможения около 270 К. В испытаниях  $\alpha_{КС}$  варьируется от 0.8 до 3.6. Задача испытаний – подтвердить возможность запуска двигателя на скорости  $M = 2.5$  и определить область устойчивой работы и тяговых характеристик нового НДД 3.0. В отличие от старого варианта НДД, в котором устойчивого горения при  $M = 2.5$  не происходит, в новом НДД наблюдается непрерывно–детонационный рабочий процесс в широком диапазоне КИВ. Отметим, что из–за потерь давления в системе подачи воздуха АТ, давление в камере высокого давления оказывается ниже расчетного значения (1600 кПа), а давление на срезе стендового сопла во время испытаний находится в диапазоне 65–70 кПа. Для оценки картины течения на входе ВЗУ проведены дополнительные газодинамические расчеты, которые показывают, что для устойчивого течения на входе двигателя при  $M = 2.5$  необходимо задвинуть передний конус внутрь сопла на 60 мм. Результаты экспериментов и видеосъемки сверхзвуковой струи на входе в двигатель подтверждают справедливость расчетов.

В таблице 17 представлены основные параметры и результаты огневых испытаний. При изменении  $\alpha_{КС}$  от 0.84 до 3.66 (при уменьшении расхода водорода от 57 г/с до 13 г/с) полная тяга  $R$  уменьшается от 1160 Н до 410 Н, а удельный импульс  $I_{SP}$  увеличивается от 2040 с до 3780 с. При  $\alpha_{КС} > 3.66$  горение водорода не происходит. Значения удельного импульса по топливу выше 3000 с достигаются в области работы двигателя при больших значениях КИВ:  $\alpha_{КС} > 1.7$ . В отличие от испытаний с  $M = 2.0$ , в огневых испытаниях с  $M = 2.5$  низкочастотный ППД–режим с характерной частотой около 700 Гц в области  $\alpha_{КС} < 1.2$  не регистрируется. В испытаниях наблюдаются два режима непрерывно–детонационного горения водорода: высокочастотный ППД–режим с характерной частотой около 1.2 кГц при  $0.8 < \alpha_{КС} < 1.2$  и НСД–режим с характерной частотой около 2.5 кГц при  $1.2 < \alpha_{КС} < 2.5$ . Низкочастотный ППД–режим горения с частотой около 600 Гц зарегистрирован только для предельного режима с  $\alpha_{КС} = 3.66$ . Переход с ППД–режима на НСД–режим наблюдается при  $\alpha_{КС} = 1.2$ , тогда как при  $M = 2.0$

аналогичный переход имеет место при  $\alpha_{КС} = 1.7$ . Это связано с повышением давления торможения набегающего потока воздуха и среднего статического давления в КС. Следует отметить, что так же, как и для испытаний с  $M = 2.0$ , непрерывно–детонационное горение водорода при  $\alpha_{КС} > 3.0$  происходит не по всему сечению, а только в окрестности внутренней стенки КС: в пристеночном слое с повышенной концентрацией водорода. Как и в испытаниях с  $M = 1.5$  и  $2.0$ , при переходе от низкочастотного режима горения к более высокочастотному режиму среднее статическое давление в КС повышается, несмотря на уменьшение расхода водорода, и остается практически постоянным в диапазоне  $1.2 < \alpha_{КС} < 2.1$ .

На рисунке 67 показаны кадры видеосъемки сверхзвуковой струи на входе в ВЗУ (см. рисунок 67а) и огневых испытаний нового НДД 3.0 при  $\alpha_{КС}=1.19$  (см. рисунок 67б). Видно, что несмотря на сужение сверхзвуковой струи, скачок

Таблица 17. Основные параметры и результаты огневых испытаний НДД нового варианта при  $M = 2.5$  [152]: давление подачи водорода  $P_{H_2}$ ; массовый поток водорода  $G_{H_2}$ ; коэффициент избытка воздуха  $\alpha_{КС}$ ; среднее давление в КС  $\overline{P}_{КС}$ ; частота  $f$ ; полная тяга  $R$ ; удельный импульс  $I_{SP}$ ; эффективная тяга  $F_{EFF}$

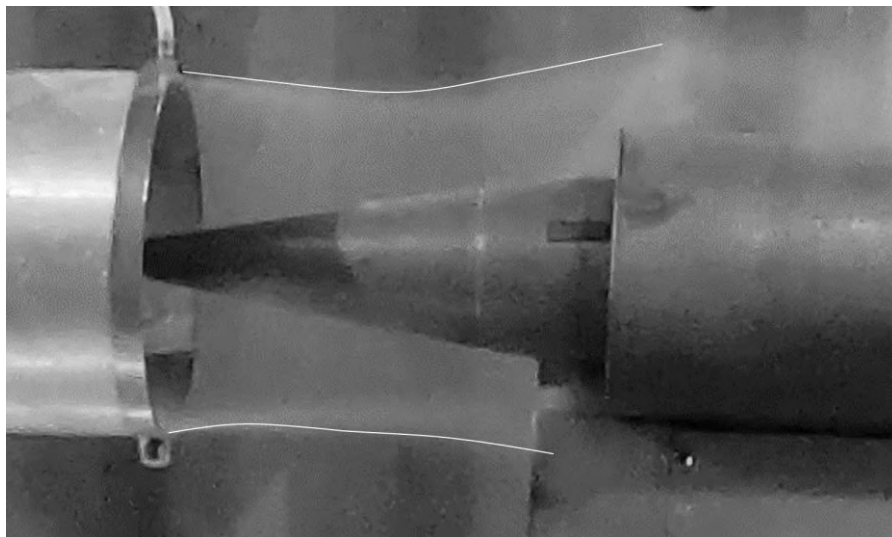
| № | $P_{H_2}$ , кПа | $G_{H_2}$ , г/с | $\alpha_{КС}$ | $\overline{P}_{КС}$ , кПа | $f$ , Гц   | $R$ , Н | $I_{SP}$ , с | $F_{EFF}$ , Н |
|---|-----------------|-----------------|---------------|---------------------------|------------|---------|--------------|---------------|
| 1 | 1761            | 57              | 0.84          | 246                       | 1280       | 1160    | 2040         | 195           |
| 2 | 1500            | 46              | 1.03          | 233                       | 1270       | 1110    | 2410         | 145           |
| 3 | 1315            | 40              | 1.19          | 235                       | 2850/1280* | 1100    | 2750         | 135           |
| 4 | 1123            | 34              | 1.40          | 234                       | 2880       | 1050    | 3090         | 85            |
| 5 | 959             | 28              | 1.73          | 234                       | 2694       | 970     | 3530         | 45            |
| 6 | 800             | 23              | 2.12          | 233                       | 2380       | 850     | 3780         | -55           |
| 7 | 660             | 19              | 2.51          | 214                       | 2070       | 670     | 3530         | -225          |
| 8 | 545             | 13              | 3.66          | 180                       | 580/1440*  | 410     | 3150         | -505          |

\* наблюдались две выделенные частоты пульсаций давления.



уплотнения на переднем конусе ВЗУ поворачивает поток, и течение на входе в МД оказывается близким к расчетному.

На рисунке 68 показаны зависимости полной тяги (см. рисунок 68а) и удельного импульса по топливу (см. рисунок 68б) от КИВ. Максимум удельного импульса получен при  $\alpha_{КС}=2.1$ , тогда как при  $M = 2.0$  такой максимум наблюдался при  $\alpha_{КС}=3.0$ . Это связано с оптимизацией геометрии проточного тракта для режима с  $M = 2.0$ . Именно для режима с  $M = 2.0$  скачки уплотнения внутри проточного тракта доходят практически до сечения входа в двигатель, создавая максимальную тягу за счет повышенного давления в диффузоре ВЗУ. При увеличении числа Маха эти скачки смещаются ниже по потоку, снижая тягу и удельный импульс. Особенно это заметно для режимов работы с высокими значениями КИВ и уменьшенным тепловым подпором течения в ВЗУ.



а



б

Рисунок 67. Кадры испытаний НДД 3.0 при  $M = 2.5$  [152]: а –сверхзвуковая струя на входе; б – рабочий процесс в двигателе при  $\alpha_{КС} = 1.19$

Возможность снижения числа Маха эффективной работы проточного НДД обусловлена комбинацией новых физических принципов, заложенных в проект силовой установки. Во-первых, впервые используется непрерывно-детонационный рабочий процесс. Во-вторых, существенно снижен уровень тепловыделения в КС из-за повышения суммарного КИВ до  $\alpha_{КС} > 3$  вследствие использования двухконтурной схемы проточного тракта СУ, что обеспечивает более устойчивую работу ВЗУ НДД для низких чисел Маха полета. При непрерывно-детонационном горении выделение энергии происходит в узкой зоне реакции в ДВ, непрерывно циркулирующих в кольцевой КС. Поскольку ДВ в каждый момент времени занимает лишь малую часть поперечного сечения КС, это позволяет организовать рабочий процесс при относительно низкой скорости набегающего потока воздуха лишь с частичным нарушением режима втекания воздуха в КС. Использование двухконтурной схемы позволяет повысить значение суммарного КИВ, так как часть воздуха обгибает КС через обводной канал, а в КС формируется смесь околостехиометрического состава. Более того, обводной канал позволяет быстро ослаблять волны давления, возникающие при локальном нарушении режима втекания воздуха в горячую часть КС при прохождении ДВ.

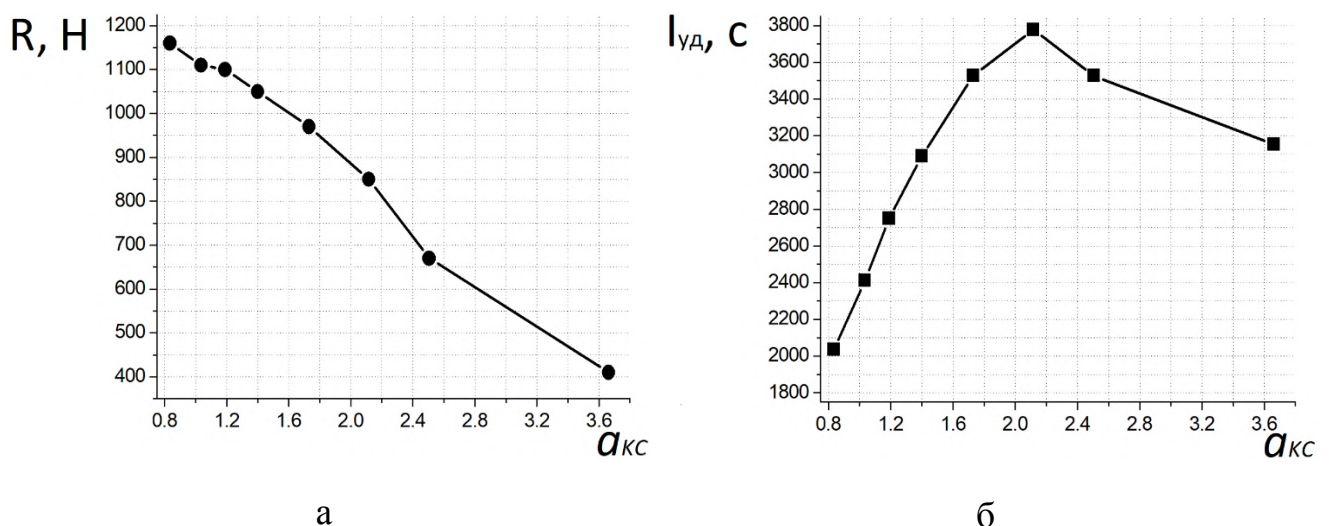


Рисунок 68. Сравнение экспериментальных зависимостей параметров НДД 3.0 от коэффициента избытка воздуха  $\alpha_{КС}$  при  $M = 2.5$  [152]: а – полной тяги  $R$ ; б – удельного импульса по топливу  $I_{уд}$

Использование такой комбинации физических принципов позволяет улучшить устойчивость работы ВЗУ двигателя при малых скоростях набегающего потока и обеспечить высокую эффективность силовой установки.

Проведены испытания двух вариантов НДД при обдуве свободным воздушным потоком с числом Маха  $M = 1.5, 2.0$  и  $2.5$ . На доработанном варианте НДД получена область устойчивой работы с непрерывно–детонационным горением водорода вплоть до значения  $\alpha_{КС} = 3.3$ . Значение удельного импульса при этом достигает примерно 4760 с. Максимальные измеренные значения полной тяги, а также оценочные значения эффективной тяги и удельного импульса по топливу составляют 740 Н, 100 Н и 2680 с при  $M = 1.5$ ; 1000 Н, 165 Н и 4760 с при  $M = 2.0$  и 1160 Н, 145 Н и 3780 с при  $M = 2.5$  соответственно (см. рисунок 69). Измеренная эффективная тяга НДД положительна при коэффициенте избытка воздуха в КС  $\alpha_{КС} < 1.6$  при  $M = 1.5$  и  $\alpha_{КС} < 2.0$  при  $M = 2.0$ . В целом, испытания показали, что с повышением числа Маха и давления торможения набегающего воздушного потока реализуются более эффективные режимы с высокочастотным продольно–пульсирующим и непрерывным спиновым детонационным горением водорода. При этом, во–первых, режим высокочастотной непрерывной спиновой

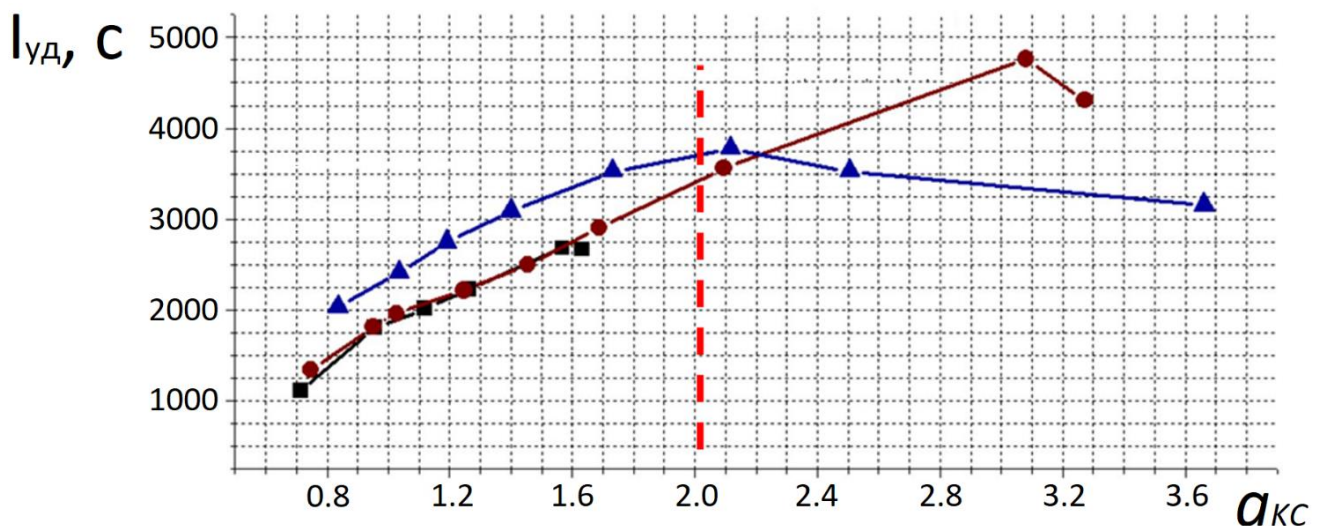


Рисунок 69. Экспериментальные зависимости удельного импульса по топливу  $I_{уд}$  НДД 3.0 от коэффициента избытка воздуха  $\alpha_{КС}$  при числах Маха  $M$ : черные символы –  $M = 1.5$ ; синие символы –  $M = 2.0$ ; красные символы –  $M = 2.5$

детонации всегда реализуется в области КИВ  $\alpha_{КС} > 1$  и, во-вторых, значение КИВ, при котором происходит переход к режиму высокочастотной непрерывной спиновой детонации, приближается к  $\alpha_{КС} = 1$ . Использование такой комбинации физических принципов позволяет улучшить устойчивость работы ВЗУ двигателя при малых скоростях набегающего потока и обеспечить высокую эффективность силовой установки.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Проведены многомерные газодинамические расчеты внутренних и внешних течений в перспективных прямоточных воздушно-реактивных детонационных двигателях. Показано, что учет вкладов фронтальных и объемных химических превращений позволяет моделировать переходные процессы горения и детонации в таких двигателях, а также проводить численную оптимизацию рабочего процесса при их проектировании.

2. На основе многовариантных численных расчетов разработан облик макета-демонстратора прямоточного воздушно-реактивного импульсно-детонационного двигателя на жидком углеводородном горючем для условий дозвукового полета. Проведены стендовые и бросковые полетные испытания летательного аппарата с разработанным двигателем. Доказана возможность создания энергоэффективного дозвукового прямоточного воздушно-реактивного импульсно-детонационного двигателя простой конструкции.

3. На основе многовариантных численных расчетов разработан облик макета-демонстратора малоразмерного прямоточного воздушно-реактивного непрерывно-детонационного двигателя на водороде для условий сверхзвукового полета. Проведены стендовые испытания макета-демонстратора двигателя. Доказана возможность работы такого двигателя с положительной эффективной тягой при скорости набегающего воздушного потока с числами Маха от 1.5 до 2.5.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Зельдович Я.Б. К вопросу об энергетическом использовании детонационного горения // Журнал технической физики. — 1940. — Т. 10, № 17. — С. 1453–1461.
2. Kailasanath K. Review of propulsion applications of detonation waves // The American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. — 2000. — V. 38, № 9. — P. 1698–1708.
3. Kailasanath K. Recent developments in the research on pulse detonation engines // The American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. — 2003. — V. 41, № 2. — P. 145–159.
4. Bazhenova T.V., Golub V.V. Use of gas detonation in a controlled frequency mode // Combustion, Explosion, and Shock Waves. — 2003. — V. 39, № 4. — P. 365–381.
5. Nikolaev Y.A., Vasil'ev A.A., Ulyanitskii B.Y. Gas detonation and its application in engineering and technologies // Combustion, Explosion, and Shock Waves. — 2003. — V. 39, № 4. — P. 382–410.
6. Roy G.D, Frolov S.M., Borisov A.A., Netzer D.W. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective // Progress in Energy Combustion Science. — 2004. — V. 30, № 6. — P. 545–672.
7. Kasahara J., Matsuo A., Endo T. Present status of pulse detonation engine research // Journal of Japan Society of Fluid Mechanics. — 2007. — V. 26. — P. 205–213.
8. Kailasanath K. Research on pulse combustion systems — A status report // American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper. — 2009. — V. 47. — 631: 1–21.
9. Frolov S.M. Natural-gas-fueled pulse-detonation combustor // Journal of Propulsion and Power. — 2014. — V. 30, № 1. — P. 41–46.

10. Фролов С.М., Аксенов В.С., Авдеев К.А., Борисов А.А., Иванов В.С., Коваль А.С., Медведев С.Н., Сметанюк В.А., Фролов Ф.С., Шамшин И.О. Циклический переход горения в детонацию в проточной камере сгорания импульсно–детонационного горелочного устройства // Химическая физика. — 2013. — Т. 32, № 3. — С. 39–43.

11. Frolov S.M. Liquid–fueled air–breathing pulse detonation engine demonstrator // Journal of Propulsion and Power. — 2006. — V. 22, № 6. — P. 1162–1169.

12. Remeev N.K., Vlasenko V.V., Khakimov R.A. Numerical and experimental investigation of detonation initiation in a cylindrical duct // Deflagrative and Detonative Combustion / Ed. by G. Roy, S. Frolov. — Moscow: Torus Press, 2010. — P. 313–328. — 520 p.

13. Фролов С.М., Аксенов В.С. Переход горения в детонацию в керосино–воздушной смеси // Доклады Академии наук. — 2007. — Т. 416, № 3. — С. 356–359.

14. Зангиев А.Э., Иванов В.С., Фролов С.М. Тяговые характеристики воздушно–реактивного импульсного детонационного двигателя в условиях сверхзвукового полета на разных высотах // Химическая физика. — 2013. — Т. 32, № 5. — С. 1–14.

15. Morris C.I. Numerical modeling of single–pulse gasdynamics and performance of pulse detonation rocket engines // Journal of Propulsion and Power. — 2005. — V. 21, № 3. — P. 527–538.

16. Kasahara J., Hirano M., Matsuo A., Daimon Y., Endo T. Thrust measurement of a multicycle partially milled pulse detonation rocket engine // Journal of Propulsion and Power. — 2009. — V. 25, № 6. — P. 1281–1290.

17. Kasahara J., Hasegawa A., Nemoto T., Yamaguchi H., Yajima T., Kojima T. Performance validation of a single–tube pulse detonation rocket system // Journal of Propulsion and Power. — 2009. — V. 25, № 1. — P. 173–180.

18. Morozumi T., Sakamoto R., Kashiwazaki T., Matsuoka K., Takagi S., Kasahara J., Matsuo A., Funaki I. Study on a rotary–valved four–cylinder pulse detonation rocket:

thrust measurement by ground test // American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper. — 2014. — V. 52. — 1317: 1–10.

19. Matsuoka K., Takagi S., Kasahara J., Morozumi T., Kashiwazaki T., Fujiwara Y., Matsuo A., Funaki I. Study of hollow cathode discharge characteristics // American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper. — 2014. — V. 52. — 1319: 1–9.

20. Фролов С. М., Аксенов В. С., Иванов В. С. Экспериментальная демонстрация рабочего процесса в импульсно–детонационном жидкостном ракетном двигателе // Химическая физика. — 2011. — Т. 30, № 8. — С. 58–61.

21. Endo T., Kasahara J., Matsuo A., Inaba K., Sato S., Fujiwara T. Pressure history at the thrust wall of a simplified pulse detonation engine // The American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. — 2004. — V. 42, № 9. — P. 1921–1930.

22. Schauer F., Stutrud J., Bradley R. Detonation initiation studies and performance results for pulsed detonation engine applications // American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper. — 2012. — V. 39. — 1129: 1–9.

23. Talley D.G., Coy E.B. Constant Volume Limit of Pulsed Propulsion for a constant  $\gamma$  ideal gas // Journal of Propulsion and Power. — 2002. — V. 18, № 2. — P. 400–406.

24. Wintenberger E., Shepherd J.E. Model for the performance of airbreathing pulse–detonation engines // Journal of Propulsion and Power. — 2006. — V. 22, № 3. — P. 593–603.

25. Harris P.G., Stowe R.A., Ripley R.C., Guzik S.M. Pulse detonation engine as a ramjet replacement // Journal of Propulsion and Power. — 2006. — V. 22, № 2. — P. 462–473.

26. Ma F., Choi J.Y., Yang V. Propulsive performance of airbreathing pulse detonation engines // Journal of Propulsion and Power. — 2006. — V. 22, № 6. — P. 1188–1203.



27. Nicholls J.A., Wilkinson H.R., Morrison R.B. Intermittent detonation as a thrust-producing mechanism // *Journal of Jet Propulsion*. — 1957. — V. 27, № 5. — P. 534–541.

28. Norris G. Pulse detonation engine-powered flight demonstration marks milestone in Mojave // *Aviation Week and Space Technology*. — 2008. — V. 168, № 7. — P. 60–61.

29. Зангиев А.Э., Иванов В.С., Фролов С.М. Тяговые характеристики воздушно-реактивного импульсного детонационного двигателя в условиях полета с числом Маха от 0.4 до 5.0. // *Химическая физика*. — 2016. — Т. 35, № 3. — С. 65–76.

30. Войцеховский Б.В. Стационарная детонация // *Доклады Академии наук СССР*. — 1959. — Т. 129, № 6. — С. 1254–1256.

31. Войцеховский Б.В. Спиновая стационарная детонация // *Журнал прикладной механики и технической физики*. — 1960. — Т. 1, № 3. — С. 157–164.

32. Быковский Ф.А., Клопотов И.Д., Митрофанов В.В. Спиновая детонация газов в цилиндрической камере // *Доклады Академии наук СССР*. — 1975. — Т. 224, № 5. — С. 1038–1041.

33. Быковский Ф.А., Митрофанов В.В. Детонационное сжигание газовой смеси в цилиндрической камере // *Физика горения и взрыва*. — 1980. — Т. 16, № 5. — С. 107–117.

34. Быковский Ф.А., Митрофанов В.В., Ведерников Е.Ф. Непрерывное детонационное сжигание топливно-воздушных смесей // *Физика горения и взрыва*. — 1997. — Т. 33, № 3. — С. 120–131.

35. URL: <https://fpi.gov.ru/projects/fiziko-tekhicheskie-issledovaniya/predel/> (дата обращения 28.06.2023).

36. Фролов С.М., Иванов В.С., Шамшин И.О., Аксенов В.С., Вовк М.Ю., Мокрынский И.В., Брусков В.А., Игонькин Д.В., Москвитин С.Н., Илларионов А.А., Марчуков Е.Ю. Детонационная форсажная камера сгорания // *Доклады Академии наук*. — 2020. — Т. 490, № 1. — С. 82–86.

37. Фролов С.М., Иванов В.С., Шамшин И.О., Аксёнов В.С., Вовк М.Ю., Мокрынский И.В., Брусков В.А., Игонькин Д.В., Москвитин С.Н., Илларионов А.А., Марчуков Е.Ю. Форсажная камера с детонационным горением керосина // Горение и взрыв. — 2022. — Т. 15, № 1. — С. 67–71.

38. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная спиновая детонация смеси керосин–воздух в проточной вихревой радиальной камере диаметром 500 мм // Физика горения и взрыва. — 2022. — Т. 58, № 1. — С. 40–52.

39. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Спиновая детонация топливно–воздушной смеси в цилиндрической камере // Доклады Академии наук. — 2005. — Т. 400, № 3. — С. 1–3.

40. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная спиновая детонация топливно–воздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 2006. — Т. 42, № 4. — С. 1–9.

41. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф., Жолобов Ю.А. Непрерывная и пульсирующая детонация угольно–воздушной смеси // Доклады Академии наук. — 2010. — Т. 431, № 2. — С. 188–190.

42. Аксенов В. С., Гусев П. А., Иванов В. С., Фролов С. М., Шамшин И. О. Экспериментальные исследования непрерывного детонационного горения водорода в кольцевой камере сгорания // Третий Минский международный коллоквиум по физике ударных волн, горения и детонации. Тезисы докладов / Под ред. О.Г. Пенязькова, А.Д. Чорного. — Минск: Институт Тепло–Массообмена НАН Беларуси, 2013. — С. 7. — 76 с.

43. Чванов В.К., Фролов С.М., Стернин Е.Л. Жидкостный детонационный ракетный двигатель // Труды НПО Энергомаш / Под ред. В.К. Чванова — Москва: НПО Энергомаш, 2012. — Т. 29. — С. 4–14. — 365 с.

44. Фролов С.М., Аксенов В.С., Гусев П.А., Иванов В.С., Медведев С.Н., Шамшин И.О. Экспериментальное доказательство энергоэффективности термодинамического цикла Зельдовича // Доклады Академии наук. — 2014. — Т. 459, № 6. — С. 711–716.

45. Фролов С.М., Аксенов В.С., Дубровский А.В., Зангиев А.Э., Иванов В.С., Медведев С.Н., Шамшин И.О. Хемионизационная и акустическая диагностика рабочего процесса в непрерывно–детонационных и импульсно–детонационных камерах сгорания // Доклады Академии наук. — 2015. — Т. 465, № 1. — С. 62–67.

46. Аксенов В.С., Гусев П.А., Иванов В.С., Медведев С.Н., Фролов С.М., Шамшин И.О. Экспериментальные исследования непрерывного детонационного горения водорода в кольцевой камере сгорания // Горение и взрыв. — 2014. — Т. 7. — С. 121–128.

47. Фролов С.М., Аксёнов В.С., Дубровский А.В., Иванов В.С., Шамшин И.О. Энергоэффективность непрерывно–детонационных камер сгорания // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 102–117.

48. Михайлов В.В., Топчиян М.Е. К исследованиям непрерывной детонации в кольцевом канале // Физика горения и взрыва. — 1965. — Т. 2, № 4. — С. 20–23.

49. Фролов С.М., Аксенов В.С., Гусев П. А., Иванов В.С., Медведев С.Н., Шамшин И.О. Экспериментальные исследования стендовых образцов малоразмерных ракетных двигателей с непрерывно–детонационными камерами сгорания // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 8, № 1. — С. 151–163.

50. Frolov S.M., Aksenov V.S., Ivanov V.S., Shamshin I.O. Large-scale hydrogen–air continuous detonation combustor // International Journal of Hydrogen Energy. — 2015. — V. 40, № 3. — P. 1616–1623.

51. Hishida M., Fujiwara T., Wolanski P. Fundamentals of rotating detonations // Shock Waves. — 2009. — V. 19, № 1. — P. 1–10.

52. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Реализация и моделирование непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камерах проточного типа 1. Камеры кольцевой цилиндрической геометрии // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 111–123.

53. Быковский Ф.А., Ведерников Е.Ф. Исследование непрерывной спиновой детонации водородокислородных смесей. 3. Методики измерения параметров

потока и структура течения в камерах сгорания различной геометрии // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 4. — С. 87–97.

54. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Реализация и моделирование непрерывной спиновой детонации водородокислородной смеси в камерах проточного типа. 2. Камеры с расширением кольцевого канала // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 6. — С. 1–14.

55. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация в режиме автоколебательной подачи окислителя. 1. Окислитель – кислород // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 3. — С. 116–124.

56. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Реактивная тяга при непрерывной детонации в режиме эжекции воздуха // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 2. — С. 71–79.

57. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация в режиме нестационарной эжекции окислителя // Доклады Академии наук. — 2009. — Т. 424, № 1. — С. 40–42.

58. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация в режиме автоколебательной подачи окислителя. 2. Окислитель – воздух // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 2. — С. 1–9.

59. Wang Y.H., Wang J.P., Shi T.Y., Liu Y.S., Li Y.S., Li Y. Discovery of breathing phenomena in continuously rotating detonation // Procedia Engineering. — 2013. — V. 67. — P. 188–196.

60. Быковский Ф. А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Непрерывная детонация в режиме эжекции воздуха. Область существования // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 3. — С. 1–6.

61. Быковский Ф.А., Ждан С.А., Ведерников Е.Ф. Математическое моделирование вращающейся волны детонации в водородно–кислородной смеси // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 90–101.

62. Дубровский А.В., Иванов В.С., Фролов С.М. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в непрерывно–детонационной камере сгорания

с раздельной подачей водорода и воздуха // *Химическая физика*. — 2015. — Т. 34, № 2. — С. 65–81.

63. Kailasanath K., Schwer D.A. Towards modeling exhaust gas emissions from rotating detonation engines // *Transient combustion and detonation phenomena: Fundamentals and applications* / Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov. — Moscow: Torus Press, 2014. — P. 436–441. — 696 p.

64. Eude Y., Davidenko D. Simulation of continuous detonation in  $H_2-O_2$  mixture using adaptive mesh refinement // *Transient combustion and detonation phenomena: Fundamentals and applications* / Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov. — Moscow: Torus Press, 2014. — P. 454–463. — 696 p.

65. Wolanski P. Detonative propulsion // *Proceedings of the Combustion Institute*. — 2013. — V. 34, № 1. — P. 125–158.

66. Dan W., Yan L., Yusi L., Jianping W. Numerical investigations of the restabilization of hydrogen–air rotating detonation engines // *International Journal of Hydrogen Energy*. — 2014. — V. 39, № 28. — P. 15803–15809.

67. Uemura Y., Hayashi A.K., Asahara A., Tsuboi N., Yamada E. Transverse wave generation mechanism in rotating detonation // *Proceedings of the Combustion Institute*. — 2013. — V. 34, № 2. — P. 1981–1989.

68. Davidenko D.M., Gokalp I., Kudryavtsev A.N. Numerical simulation of continuous detonation in a layer of hydrogen–oxygen mixture with periodic conditions // *Deflagrative and detonative combustion* / Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov. — Moscow: Torus Press, 2010. — P. 27–36. — 520 p.

69. Davidenko D.M., Gokalp I., Kudryavtsev A.N. Numerical study of the continuous detonation wave rocket engine // *American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper*. — 2008. — V. 15. — 2680: 1–8.

70. Kindracki J., Wolanski P., Gut Z. Experimental research on the rotating detonation in gaseous fuels–oxygen mixtures // *Shock Waves*. — 2011. — V. 21, № 2. — P. 75–84.

71. Schwer D.A., Kailasanath K. Numerical investigation of the physics of rotating–detonation–engines // Proceedings of the Combustion Institute. — 2010. — V. 33, № 2. — P. 2195–2202.

72. Hishida M., Fujiwara T., Wolanski P. Fundamentals of rotating detonations // Shock Waves. — 2009. — V. 19, № 1. — P. 1–10.

73. Yetao S., Meng L., Jianping W. Numerical investigation of rotating detonation engine propulsive performance // Combustion Science and Technology. — 2010. — V. 182, № 11. — P. 1586–1597.

74. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере сгорания с непрерывной детонацией // Химическая физика. — 2012. — Т. 31, № 3. — С. 32–45.

75. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере сгорания с непрерывной детонацией при отдельной подаче горючего и окислителя // Химическая физика. — 2013. — Т. 32, № 2. — С. 56–65.

76. Frolov S.M., Dubrovskii A.V., Ivanov V.S. Three–dimensional numerical simulation of a continuously rotating detonation in the annular combustion chamber with a wide gap and separate delivery of fuel and oxidizer // Progress in Propulsion Physics. — 2016. — V. 8. — P. 375–388.

77. Дубровский А.В., Иванов В.С., Фролов С.М. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в непрерывно–детонационной камере сгорания с отдельной подачей водорода и воздуха // Химическая физика. — 2015. — Т. 34, № 2. — С. 65–81.

78. Kailasanath K., Schwer D.A. Towards exhaust gas emissions from rotating detonation engines // Proceedings of the International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems. — 2015. — V. 25. — P. 1–6.

79. Kindracki J., Kobiera A., Wolanski P., Gut Z., Folusiak M., Swiderski K. Experimental and numerical study of the rotating detonation engine in hydrogen–air mixtures // Progress in Propulsion Physics. — 2011. — V. 2. — P. 555–582.

80. Zhou R., Wan J.P. Numerical investigation of shock wave reflections near the head ends of rotating detonation engines // *Shock Waves*. — 2013. — V. 23, № 5. — P. 461–472.

81. Shijie L., Zhiyong L., Weidong L., Wei L., Mingbo S. Experimental and three-dimensional numerical investigations on H<sub>2</sub>-air continuous rotating detonation wave // *Processings of the Institution of Mechanical Engineers Part G: Journal of Aerospace Engineering*. — 2012. — V. 227, № 2. — P. 326–341.

82. Shijie L., Zhiyong L., Mingbo S., Weidong L. Thrust vectoring of a continuous rotating detonation engine by changing the local injection pressure // *Chinese Physics Letters*. — 2011. — V. 28, № 9. — P. 94704–94704.

83. Lu F.K., Braun E.M., Massa L., Wilson D.R. Rotating detonation wave propulsion: experimental challenges, modeling, and engine concepts // *Journal of Propulsion and Power*. — 2014. — V. 30, № 5. — P. 1125–1142.

84. Pan Z., Fan B., Zhang X., Gui M., Dong G. Wavelet pattern and self-sustained mechanism of gaseous detonation rotating in a coaxial cylinder // *Combustion and Flame*. — 2011. — V. 158, № 11. — P. 2220–2228.

85. Driscoll R., Aghasi P., George A., Gutmark E.J. Three-dimensional numerical investigation of reactant injection variation in a H<sub>2</sub>-air rotating detonation engine // *International Journal of Hydrogen Energy*. — 2016. — V. 41, № 9. — P. 5162–5175.

86. Gaillard T., Davidenko D., Dupoirieux F. Numerical optimisation in non-reacting conditions of the injector geometry for a continuous detonation wave rocket engine // *Acta Astronautica*. — 2015. — V. 111. — P. 334–344.

87. Schwer D., Kailasanath K. Fluid dynamics of rotating detonation engines with hydrogen and hydrocarbon fuels // *Proceedings of the Combustion Institute*. — 2013. — V. 34, № 2. — P. 1991–1998.

88. George A., Randall S., Anand V., Driscoll R., Gutmark E. Characterization of initiator dynamics in a rotating detonation combustor // *Experimental Thermal and Fluid Science*. — 2016. — V. 72. — P. 171–181.

89. Rui Z., Dan W., Jianping W. Progress of continuously rotating detonation engines // Chinese Journal of Aeronautics. — 2016. — V. 29, № 1. — P. 15–29.
90. Driscoll R., George A.S., Gutmark E.J. Numerical investigation of injection within an axisymmetric rotating detonation engine // International Journal of Hydrogen Energy. — 2016. — V. 41, № 3. — P. 2052–2063.
91. Xinmeng T., Jianping W., Yetao S. Three-dimensional numerical investigations of the rotating detonation engine with a hollow combustor // Combustion and Flame. — 2015. — V. 162, № 4. — P. 997–1008.
92. Meng L., Shuang Z., Jianping W., Yifeng C. Parallel three-dimensional numerical simulation of rotating detonation engine on graphics processing units // Computers and Fluids. — 2015. — V. 110. — P. 36–42.
93. Tsuboi N., Watanabe Y., Kojima T., Hayashi A.K. Numerical estimation of the thrust performance on a rotating detonation engine for a hydrogen–oxygen mixture // Proceedings of the Combustion Institute. — 2015. — V. 35, № 2. — P. 2005–2013.
94. Фролов С.М., Аксёнов В.С., Дубровский А.В., Иванов В.С., Шамшин И.О. Энергоэффективность непрерывно–детонационных камер сгорания // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 102–117.
95. Дубровский А.В., Иванов В.С., Фролов С.М. Поправка к статье «Трёхмерное моделирование рабочего процесса в непрерывно–детонационной камере сгорания с отдельной подачей водорода и воздуха» // Химическая Физика. — 2015. — Т. 34, № 2. — С. 65–65.
96. Дубровский А.В., Иванов В.С., Зангиев А.Э., Фролов С.М. Трёхмерное численное моделирование характеристик прямооточной воздушно–реактивной силовой установки с непрерывно–детонационной камерой сгорания в условиях сверхзвукового полета // Химическая физика. — 2016. — Т. 35, № 6. — С. 49–63.
97. Дубровский А.В., Иванов В.С., Зангиев А.Э., Фролов С.М. Численное моделирование облика и характеристик прямооточной воздушно–реактивной силовой установки с непрерывно–детонационной камерой сгорания // Горение и взрыв. — 2016. — Т. 9, № 2. — С. 80–93.



98. Frolov S.M., Ivanov V.S., Basevich V.Y., Belyaev A.A., Basara B., Priesching P., Suffa M. Flame tracking – particle method for 3D simulation of normal and abnormal (knocking) operation of spark–ignition automotive engines // Processings of JUMV International Automotive Conference «Science and Motor Vehicles». — 2015. — V. 25. — P. 83–91.

99. Frolov S.M., Ivanov V.S. Numerical simulation of deflagration–to–detonation transition by coupled flame tracking–particle method // Progress in propulsion physics. EUCASS Advances in Aerospace Sciences Book Series. — 2011. — V. 2. — P. 533–554.

100. Frolov S.M., Ivanov V.S. Combined flame tracking particle method for numerical simulation of deflagration–to–detonation transition // Deflagrative and detonative combustion / Ed. by G. Roy, S. Frolov. — Moscow: Torus Press, 2010. — P. 133–156. — 520 p.

101. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Современное состояние исследований непрерывной детонации топливовоздушных смесей // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 1. — С. 31–46.

102. Быковский Ф.А., Ждан С.А. Непрерывная спиновая детонация. — Новосибирск: Институт гидродинамики, 2013. — 422 с.

103. Фролов С.М., Аксенов В.С., Иванов В.С., Медведев С.Н., Шамшин И.О., Яковлев Н.Н., Костенко И.И. Ракетный двигатель с непрерывно–детонационным горением топливной пары «природный газ – кислород» // Доклады Академии наук. — 2018. — Т. 478, № 4. — С. 429–433.

104. Chao W., Weidong L., Shijie L., Luxin J., Zhiyong L. Experimental verification of air–breathing continuous rotating detonation fueled by hydrogen // International Journal of Hydrogen Energy. — 2015. — V. 40, № 30. — P. 9530–9538.

105. Shijie L., Weidong L., Yi W., Zhiyong L. Free jet test of continuous rotating detonation ramjet engine // American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper. — 2017. — V. 21. — 2282: 1–9.

106. Frolov S.M., Zvegintsev V.I., Ivanov V.S., Aksenov V.S., Shamshin I.O., Vnuchkov D.A., Nalivaichenko D.G., Berlin A.A., Fomin V.M. Wind tunnel tests of a hydrogen–fueled detonation ramjet model at approach air stream Mach numbers from 4 to 8 // *International Journal of Hydrogen Energy*. — 2017. — V. 42, № 40. — P. 25401–25413.

107. Frolov S. M., Zvegintsev V.I., Ivanov V.S., Aksenov V.S., Shamshin I.O., Vnuchkov D.A., Nalivaichenko D.G., Berlin A.A., Fomin V.M., Shiblyuk A.N., Yakovlev N.N. Hydrogen–fueled detonation ramjet model: Wind tunnel tests at approach air stream Mach number 5.7 and stagnation temperature 1500 K // *International Journal of Hydrogen Energy*. — 2018. — V. 43, № 15. — P. 7515–7524.

108. Tannehill J.C., Dale A.A., Pletcher R.H. *Computational fluid mechanics and heat transfer*. — Washington DC: Taylor and Francis, 1997. — 792 p.

109. Versteeg H.K., Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. — London: Longman Scientific and Technical, 2007. — 696 p.

110. Popovac M., Hanjalic K. Compound wall treatment for RANS computation of complex turbulent flows and heat transfer // *Flow, Turbulence and Combustion*. — 2007. — V. 78, № 2. — P. 177–202.

111. Mangani L., Bianchini C. Heat transfer applications in turbomachinery // *Proceedings of the OpenFOAM International Conference*. — 2007. — V. 1. — 199526980: 1–11.

112. Иванов В.С., Фролов С.М. Математическое моделирование распространения пламени в гладких трубах и трубах с регулярными препятствиями // *Пожаровзрывобезопасность*. — 2010. — Т. 19, № 1. — С. 14–19.

113. Иванов В.С., Басевич В.Я., Фролов С.М. Модель горения газов с выделением фронта пламени // *Тезисы XIV Всероссийского симпозиума по горению и взрыву*. — Черногоровка: ИПХФ РАН, 2008. — С. 73. — 330 с.

114. Беляев А.А., Басевич В.Я., Фролов Ф.С., Фролов С.М., Басара Б., Суффа М. База данных для характеристик ламинарного горения н-гептана // Горение и взрыв / Под ред. С.М. Фролова. — Москва: Торус Пресс, 2010. — Т. 3. — С. 30–37. — 344 с.
115. Басевич В.Я., Беляев А.А., Фролов С.М. «Глобальные» кинетические механизмы ламинарных пламен для моделирования турбулентных реагирующих течений. Ч.1. Основной химический процесс тепловыделения // Химическая физика. — 1998. — Т. 17, № 9. — С. 112–128.
116. Щелкин К.И. Быстрое горение и спиновая детонация газов. — Москва: Воениздат, 1949. — 196 с.
117. Gulder O.L. Turbulent premixed flame propagation models for different combustion regimes // Symposium (International) on Combustion. — 1991. — V. 23, № 1. — P. 743–750.
118. Zimont V.L. Gas premixed combustion at high turbulence. Turbulent flame closure combustion model // Experimental Thermal and Fluid Science. — 2000. — V. 21, № 1–3. — P. 179–186.
119. Беляев А.А., Басевич В.Я., Фролов С.М. База данных для расчета ламинарного и турбулентного горения воздушных смесей авиационного керосина // Горение и взрыв. — 2015. — Т. 8, № 1. — С. 29–36.
120. Беляев А.А., Басевич В.Я., Фролов С.М., Фролов Ф.С. База данных для характеристик ламинарного горения воздушных смесей метана и водорода в присутствии паров воды // Горение и взрыв / Под ред. С.М. Фролова. — Москва: Торус Пресс, 2012. — Т. 5. — С. 3–10. — 510 с.
121. Беляев А.А., Басевич В.Я., Фролов Ф.С., Фролов С.М., Басара Б., Суффа М. База данных для характеристик ламинарного горения н-гептана // Горение и взрыв / Под ред. С.М. Фролова. — Москва: Торус Пресс, 2010. — Т. 3. — С. 30–37. — 344 с.
122. Pope S.B. PDF methods for turbulent reactive flows // Progress in Energy and Combustion Science. — 1985. — V. 11, № 2. — P. 119–192.

123. Басевич В.Я., Фролов С.М. Кинетика «голубых» пламен при газофазном окислении и горении углеводородов и их производных // Успехи химии. — 2007. — Т. 76, № 9. — С. 927–944.

124. Басевич В.Я., Фролов С.М. Глобальные кинетические механизмы для моделирования многостадийного самовоспламенения углеводородов в реагирующих течениях // Химическая физика. — 2006. — Т. 25, № 6. — С. 54–62.

125. Rose M., Roth P., Frolov S.M., Neuhaus M.G., Klemens R. Lagrangian approach for modeling two-phase turbulent reactive flows // Advanced computation and analysis of combustion / Ed. by G.D. Roy, S.M. Frolov, P. Givi. — Moscow: ENAS Publishers, 1997. — P. 175–195. — 577 p.

126. Беляев А.А., Басевич В.Я., Фролов С.М. База данных для расчета ламинарного и турбулентного горения воздушных смесей авиационного керосина // Горение и взрыв. — 2015. — Т. 8, № 1. — С. 29–36.

127. Басевич В.Я., Беляев А.А., Медведев С.Н., Посвянский В.С., Фролов С.М. Кинетические детальный и глобальный механизмы для суррогатного топлива // Горение и взрыв. — 2015. — Т. 8, № 1. — С. 21–28.

128. Reitz R.D. Mechanism of atomization processes in high pressure vaporizing spray // Atomization and Spray Technology. — 1988. — V. 3. — P. 309–337.

129. Dukowicz J. K. Quasi-steady droplet change in the presence of convection // Los Alamos: University of California, 1979. — 18 p.

130. Фролов С.М., Медведев С.Н., Басевич В.Я., Фролов Ф.С. Самовоспламенение и горение тройных гомогенных и гетерогенных смесей углеводород–водород–воздух // Химическая физика. — 2013. — Т. 32, № 8. — С. 43–48.

131. Фролов С.М., Дубровский А.В., Иванов В.С. Трехмерное численное моделирование рабочего процесса в камере сгорания с непрерывной детонацией при отдельной подаче горючего и окислителя // Химическая Физика. — 2013. — Т. 32, № 2. — С. 56–65.

132. Medvedev S.N., Frolov S.M., Ivanov V.S. Numerical study of natural gas – oxygen rotating detonation rocket engine operation and performance // Progress in detonation physics / Ed. by S.M. Frolov, G.D. Roy. — Moscow: Torus Press, 2016. — P. 276–289. — 368 p.

133. Frolov S.M., Aksenov V.S., Ivanov V.S., Medvedev S.N., Shamshin I.O. Flow structure in rotating detonation engine with separate supply of fuel and oxidizer: experiment and CFD // Detonation control for propulsion: Pulse detonation and rotating detonation engines / Ed. by J.M. Li, C.J. Teo, B.C. Khoo, J.P. Wang, C. Wang. — Singapore: Springer International Publishing, 2018. — P. 39–59. — 252 p.

134. Rhie C.M., Chow W.L. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation // American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal. — 1983. — V. 21, № 11. — P. 1525–1532.

135. Demirdzic I., Muzaferija S. Numerical method for coupled fluid flow, heat transfer and stress analysis using unstructured moving meshes and cells of arbitrary topology // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. — 1995. — V. 125, № 1–4. — P. 235–255.

136. Ferziger J., Peric M. Solution of the Navier-Stokes equations // Computational methods for fluid dynamics / Ed. by J.H. Ferziger. — Heidelberg, Berlin: Springer, 1996. — P. 149–208. — 364 p.

137. Marthur S.R., Murthy J.Y. A pressure-based method for unstructured meshes // Numerical Heat Transfer, Part B: An International Journal of Computation and Methodology. — 1997. — V. 31, № 2. — P. 195–215.

138. Sweby P.K. High resolution schemes using flux limiters for hyperbolic conservation laws // Society of Industrial and Applied Mathematics Journal on Numerical Analysis. — 1984. — V.21, № 5. — P. 995–1011.

139. Emans M. Performance of parallel AMG-preconditioners on CFD-codes for weakly compressible flows // Parallel Computing. — 2010. — V. 36, № 5. — P. 326–338.

140. Przulj V., Basara B. Bounded convection schemes for unstructured grids // American Institute of Aeronautics and Astronautics Meeting Paper. — 2001. — V. 15. — 2593: 1–11.

141. Patankar S.V., Spalding D.B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows // International Journal of Heat and Mass Transfer. — 1972. — V. 15, № 10. — P. 1787–1806.

142. Peric M. A finite volume method for the prediction of three-dimensional fluid flows in complex ducts. — London: Imperial College, 1985. — 299 p.

143. Demirdzic I., Lilek Z., Peric M. A collocated finite volume method for predicting flow at all speeds // International Journal for Numerical Methods in Fluids. — 1993. — V. 16, № 12. — P. 1029–1050.

144. Basara B. Employment of the second moment turbulence closure on arbitrary unstructured grids // International Journal for Numerical Methods in Fluids. — 2004. — V. 44, № 4. — P. 377–407.

145. Фролов С.М., Иванов В.С., Шамшин И.О., Аксёнов В.С. Испытания модели импульсно-детонационного прямого воздушного реактивного двигателя в свободной воздушной струе с числом Маха до 0.85 // Горение и взрыв. — 2017. — Т. 10, № 3. — С. 43–52.

146. Фролов С.М., Иванов В.С., Аксёнов В.С., Зангиев А.Э., Шамшин И.О., Гусев П.А. Импульсно-детонационный тяговый модуль // Горение и взрыв. — 2018. — Т. 11, № 3. — С. 92–102.

147. Frolov S.M., Aksenov V.S., Ivanov V.S., Shamshin I.O., Zangiev A.E. Air-breathing pulsed detonation thrust module: numerical simulations and firing tests // Aerospace Science and Technology. — 2019. — V. 89. — P. 275–287.

148. Иванов В.С., Фролов С.М., Зангиев А.Э., Звезгинцев В.И., Шамшин И.О. Прямой воздушный реактивный двигатель с непрерывно-детонационным горением водорода: формирование облика с помощью многомерного численного моделирования и огневые испытания // Горение и взрыв. — 2020. — Т. 13, № 1. — С. 66–83.

149. Иванов В.С., Фролов С.М., Звегинцев В.И., Зангиев А.Э., Шамшин И.О., Гусев П.А. Прямоточный воздушно–реактивный двигатель с непрерывно–детонационным горением водорода: доводка конструкции и огневые испытания при числах Маха 1.5–2.5 // Горение и взрыв. — 2020. — Т. 13, № 4. — С. 75–86.

150. Zvegintsev V.I., Ivanov V.S., Frolov S.M., Shamshin I.O., Zangiev A.E. Testing of hydrogen-fueled detonation ramjet in aerodynamic wind tunnel at Mach 1.5 and 2.0 // AIP Conference Proceedings. — 2021. — V. 2351, № 1. — 030056: 1–12.

151. Ivanov V.S., Frolov S.M., Zangiev A.E., Zvegintsev V.I., Shamshin I.O. Hydrogen fueled detonation ramjet: Conceptual design and test fires at Mach 1.5 and 2.0 // Aerospace Science and Technology. — 2021. — V. 109. — 106459: 1–12.

152. Ivanov V.S., Frolov S.M., Zangiev A.E., Zvegintsev V.I., Shamshin I.O. Updated conceptual design of hydrogen/ethylene fueled detonation ramjet: Test fires at Mach 1.5, 2.0, and 2.5 // Aerospace Science and Technology. — 2022. — V. 126. — 107602: 1–10.