

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)»

На правах рукописи



ЦАРАПКИН РОМАН АЛЕКСАНДРОВИЧ

**МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ЗАПАСА УСТОЙЧИВОСТИ РАБОЧЕГО
ПРОЦЕССА К ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ КОЛЕБАНИЯМ ДАВЛЕНИЯ В
КАМЕРАХ СГОРАНИЯ И ГАЗОГЕНЕРАТОРАХ ЖИДКОСТНЫХ
РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Специальность 05.07.05

«Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки
летательных аппаратов»

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук, доцент
Бирюков Василий Иванович

Москва – 2020

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1	15
1.1 Основы теории высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД	15
1.1.1 Структурная модель явления и математическая модель автоколебательной системы.....	15
1.1.2 Колебания в цилиндрическом канале с однородным потоком	19
1.2 Расчетные методы прогнозирования характеристик вибрационного горения в ЖРД. Определение величины динамического коэффициента усиления «n» рабочего процесса	26
Глава 2	30
2.1 Диагностика неустойчивости горения в камерах и газогенераторах ЖРД к высокочастотным колебаниям давления.....	30
2.1.1 Проявление высокочастотной неустойчивости рабочего процесса в ЖРД	33
2.1.2 Диагностические модели камеры сгорания как потенциально автоколебательной системы. Показатели устойчивости рабочего процесса	40
2.1.3 Концепция запаса динамической устойчивости в потенциально автоколебательной системе с «жестким» самовозбуждением	53
2.2 Алгоритм и процедура прогнозирования уровня неустойчивого предельного цикла по внутрикамерным шумам	59
2.2.1 Тестирование алгоритма оценки зависимости коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний давления	61
2.3 Методика прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения. Основные операции	69
Глава 3	81
3.1 Импульсные возмущающие устройства (конструкция и характеристики).....	81
3.2 Процедура оценки устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания	87
3.3 Подготовка двигателя к проведению специальных огневых испытаний	88
3.4 Проведение испытаний с вводом тестирующих импульсных возмущений.....	89

3.5 Разработка метода «жесткого» возбуждения высокочастотных колебаний давления с применением перспективного электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ), на основе явления взрыва металлического проводника тока.....	90
3.5.1 Разработка концепции электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ) для создания импульсов давления в реакционном объеме камеры сгорания.....	93
3.5.2 Разработка конструкции электроимпульсного возмущающего устройства.....	93
3.5.3 Экспериментальная установка для проведения испытаний в модельных условиях электроимпульсного возмущающего устройства.....	96
3.5.4 Методика проведения экспериментов в модельных условиях.....	99
3.5.5 Математическая модель электрического взрыва металлического проводника тока.....	99
3.5.6 Результаты пробных экспериментов в модельных условиях.....	109
3.5.7 Обобщение результатов исследований влияния конструктивных и режимных параметров ЭИВУ на величину импульсов давления в модельной камере.....	113
3.5.8 Модернизация и совершенствование системы генерации импульсов давления в жидкостной полости смесительной головки с использованием источника высокого постоянного напряжения и электроимпульсного возмущающего устройства для оценки стабильности рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД.....	125
3.5.9 Разработка опытного образца многоимпульсного ЭИВУ. Проведение пробных и отладочных экспериментов в модельных условиях.....	135
Глава 4.....	140
4.1 Примеры практического использования методики прогнозирования неустойчивости.....	142
4.1.1 Модельная камера сгорания с единичным смесительным элементом.....	142
4.1.2 Газогенератор двигателя первой ступени 14Д14 РН «Протон».....	147
4.1.3 Экспериментальная камера сгорания Д1418.....	152
4.2 Примеры практического использования разработанного метода «жесткого» возбуждения высокочастотных колебаний давления с применением ЭИВУ.....	164

ЗАКЛЮЧЕНИЕ	166
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	171
Приложение А	184

Введение

Актуальность темы исследования

Проблема обеспечения устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах ЖРД по отношению к акустическим колебаниям была и до сих пор остается стадией, во многом определяющей содержание и объем отработки двигателей.

Акустические высокочастотные колебания[1-6] в некоторых случаях возникают спонтанно из состояния режима горения со случайными малыми пульсациями давления (шумами) в состояние регулярных автоколебаний с амплитудой на порядок и более превышающей исходный шумовой уровень. Возникновение (возбуждение) таких автоколебаний – существенно негативное явление для камеры сгорания, так как обычно приводит к потере работоспособности двигателя.

Основной задачей диагностики высокочастотной (ВЧ) неустойчивости горения в ЖРД является выявление склонности камеры сгорания к самопроизвольному возбуждению регулярных автоколебаний на тех или иных установившихся или неуставившихся функциональных режимах работы двигателя.

Используемые в практике отработки ЖРД методы диагностики высокочастотной неустойчивости горения можно разделить на «активный» и «пассивный».

Суть «активного» метода состоит в следующем. В камеру сгорания на исследуемом режиме ее работы вводятся искусственные (тестирующие) импульсные газодинамические возмущения от специального источника и проводятся наблюдения (с помощью датчиков) за реакцией процесса горения на внесенные возмущения. Процесс горения считается динамически устойчивым (или потенциально неустойчивым) в зависимости от того, возвращаются его характеристики (или не возвращаются) в исходное невозмущенное состояние. В качестве основной динамической

характеристики обычно используется пульсационное давление в реакционном объеме камеры сгорания (или в предфорсуночных полостях) исследуется возможность перехода режима горения в камере в автоколебательный. При этом запас устойчивости исходного состояния определяется исходя из минимального возмущения давления, вызывающего возбуждение автоколебаний. Необходимость тестирования камер сгорания ЖРД на устойчивость горения по отношению к конечным возмущениям диктуется существенной нелинейностью процессов преобразования топлива в продукты сгорания.

В отличие от «активного», «пассивный» метод диагностики неустойчивости горения не требует ввода в камеру сгорания каких-либо искусственных возмущений. В данном случае источником возмущений являются собственные флуктуационные шумы камеры сгорания. Под шумами понимаются пульсации давления в камере сгорания не превышающие 5% от стационарного значения давления. Эти шумы условно будто «прощупывают» камеру сгорания на динамическую устойчивость в окрестности реализованного стационарного состояния, а при случайных больших забросах может быть достаточной для «жесткого» возбуждения неустойчивости. В большинстве случаев диагностическая способность внутрикамерных шумов весьма ограничена из-за малости амплитуды. Она недостаточна для преодоления «потенциального барьера», отделяющего шумовое состояние от автоколебательного. Поэтому «пассивный» метод диагностики позволяет, на основе зарегистрированной датчиком временной реализации резонансного шума горения, проводить лишь оценку ряда показателей линейной (локальной) устойчивости процесса горения по отношению к собственным акустическим нормальным модам. А также выявлять тенденции изменения этих показателей в пространстве режимных параметров работы двигателя. В частности, осуществлять прогнозирование наличия или отсутствия границы устойчивости по тому или иному режимному параметру, и проводить

совершенствование вариантов системы смесеобразования по степени демпфирования энергии акустических колебаний.

Выбор тематики настоящей диссертации обусловлен следующим обстоятельством. Согласно требованиям РД 92-0250-89 26.12.2012г. в КБХА было проведено огневое стендовое испытание двигателя 11Д55 с вводом в камеру искусственного (тестирующего) импульсного возмущения давления от внешнего возмущающего устройства с целью оценки запаса устойчивости рабочего процесса к «жесткому» возбуждению высокочастотных автоколебаний. Возмущающее устройство было снаряжено минимальной навеской взрывчатого вещества (ВВ) $m_{\text{ВВ}}=0,6$ г. Ввод импульсного возмущения привел к возбуждению высокочастотных автоколебаний, приведших к разрушению камеры. Величина возмущения (первого пика давления) при этом составила $A_0 \approx 28,2 \text{ кгс/см}^2 \approx 40\%$ от номинального давления в камере (рисунок 1). При этом отношение величины первого пика возмущения давления (A_0) к среднему квадратическому значению шума ($\bar{A}_{\text{ш}}$) на участке сигнала, предшествующем вводу возмущения, составила $n \approx \frac{A_0}{\bar{A}_{\text{ш}}} \approx 74 \dots 108$, что превысило в 3-4 раза требуемое РД 92-0250-89 значение ($n=15 \dots 25$). Таким образом, в данном случае, не удалось провести оценку запаса устойчивости шумового динамического режима работы двигателя (запаса устойчивости к «жесткому» возбуждению автоколебаний) с последующей оценкой вероятности неустойчивой работы двигателя).

Параметр ПБВК-2-1 Изделие 14д24жв Испытание ОИ№1 Дата 26.12.2012 Диапазон регистрации 10-20000 Гц
Амплитуда калибровки 29.35 кгс/см² Время 29.975-30.075 сек

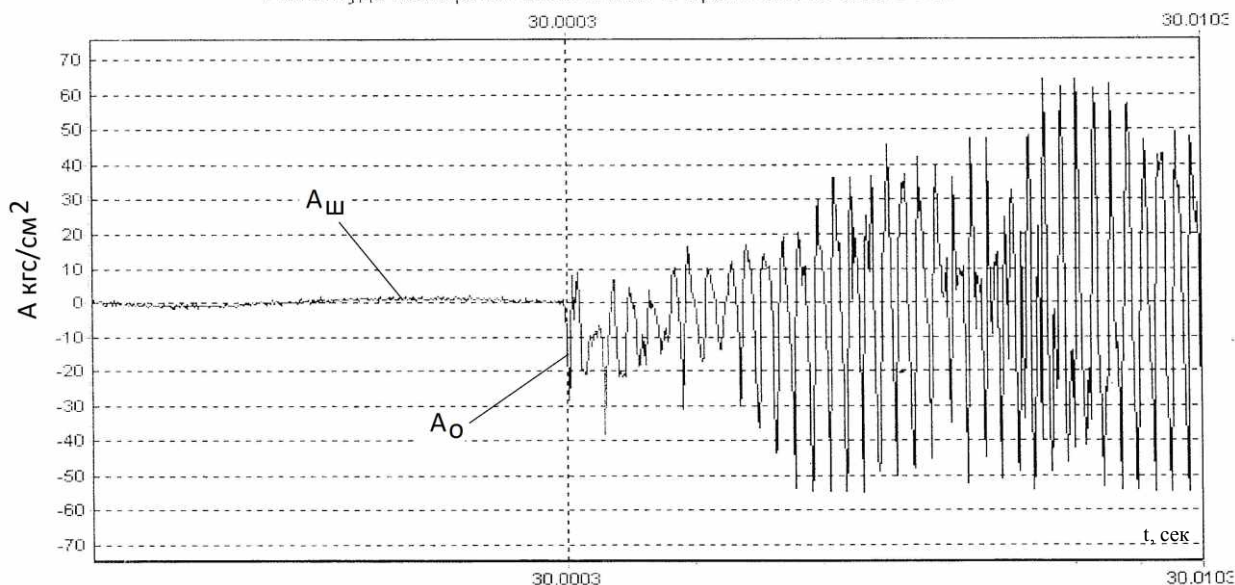


Рисунок 1 – Возбуждение автоколебаний в камере двигателя 11Д55 после ввода импульсного возмущения

Комиссией по выявлению причины разрушения двигателя проведенное испытание было квалифицировано переутяжелённым по критерию реализованной величины импульса давления и проведение его дальнейших испытаний с вводом импульсных возмущений было решено прекратить в силу невозможности по техническим причинам снизить величину возмущения (A_0).

Следует отметить, что двигатель 11Д55 был отработан без тестирования рабочего процесса импульсными возмущениями. За все время эксплуатации двигателя по официальной статистике наблюдались два случая отказов по причине разрушения камеры вследствие возбуждения высокочастотных автоколебаний давления.

Разработанная методика направлена на совершенствование технологии оценки динамической устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД, регламентированной отраслевым руководящим документом РД 92-0250-89.

Объект исследования: камеры сгорания и газогенераторы современных и перспективных высокоэнергонапряженных жидкостных ракетных двигателей (ЖРД).

Предметом исследований является изучение особенностей неустойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах современных и перспективных ЖРД.

Цель исследований

Разработка нового метода прогнозирования устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах ЖРД по отношению к акустическим колебаниям с целью сохранения материальной части.

Задачи исследования

1. Разработка теоретических основ нового метода, позволяющего определить границу нижнего предельного цикла акустических автоколебаний при их наличии в испытуемых камерах сгорания и газогенераторах ЖРД по измеренным шумовым пульсациям давления и выполнить оценку запаса устойчивости рабочего процесса в плоскости режимных параметров.
2. Разработка алгоритма статистической обработки измеренных в камере сгорания, либо в форсуночной головке пульсаций давления для каждой нормальной акустической моды с целью определения вероятности существования автоколебаний для конкретного режима работы ЖРД.
3. Разработка методики прогнозирования устойчивости рабочего процесса в камерах ЖРД к акустическим колебаниям по измеренным шумам горения и тестирование алгоритма на модельной установке с искусственными сигналами;
4. Верификация методики путем обработки натуральных сигналов БМП при огневых стендовых испытаниях ЖРД и экспериментальной отработке рабочего процесса на модельных камерах.

5. Разработка принципиально новых перспективных электроимпульсных возмущающих устройств (ЭИВУ) для тестирования камер и газогенераторов ЖРД по отношению к «жесткому» возбуждению ВЧ-неустойчивости с целью исключения повреждения огневых стенок по сравнению с подрывом пиропатронов. Экспериментальное определение их эффективности.

Методы исследования и средства

В работе использовались следующие стандартные алгоритмы (входящие в пакет программ ПОС НПП «Мера»):

- оценки амплитудного спектра сигнала;
- оценки автокорреляционной функции сигнала;
- рекурсивной полосовой фильтрации сигнала;
- выделения огибающей фильтрованного сигнала (с использованием преобразования Гильберта);
- оценки плотности распределения вероятности, огибающей и мгновенных значений сигнала;
- дифференцирования функциональных зависимостей.

Научная новизна проводимых исследований

В диссертации получены следующие новые научные результаты, выносимые на защиту:

- Разработана на основе теории Марковских процессов новая математическая модель, описывающая рабочий процесс в камерах ЖРД как вероятно автоколебательную систему с стохастическим шумом горения, где в качестве критерия устойчивости принят декремент затухания колебаний. Решено уравнение Фоккера-Планка-Колмогорова и получены аналитические связи между параметрами режима работы ЖРД и границей нижнего

предельного цикла автоколебаний при ее существовании для каждой нормальной акустической моды.

- Разработаны алгоритм статистической обработки экспериментально измеренных шумов горения при испытаниях камер и газогенераторов ЖРД и методика прогнозирования устойчивости к акустическим колебаниям рабочего процесса ЖРД конкретного исполнения. Методика позволяет экспериментально исследовать области устойчивости в плоскости режимных параметров и оценить влияние изменяемых конструктивных факторов.

- Для оценки запасов устойчивости по отношению к «жесткому» возбуждению акустических автоколебаний в камерах ЖРД разработаны перспективные ЭИВУ, использующие энергию взрыва электрических проводников. Экспериментально доказана их эффективность и безопасность для конструкции огневых стенок испытываемых камер.

Теоретическая и практическая значимость работы: разработанная новая «пассивная» методика диагностики устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах, позволяет уменьшить объем огневых испытаний и сохранить материальную часть. Разработанные новые перспективные внешние возмущающие устройства, могут обеспечивать проведение испытаний на устойчивость рабочего процесса в ЖРД, в соответствии с отраслевым руководящим документом РД 92-0250-89 и без возможных повреждений огневых стенок камер сгорания.

Положения, выносимые на защиту:

1. Методика прогнозирования границы нижнего предельного цикла (НПЦ) автоколебаний в фазовом пространстве рабочих параметров камеры сгорания, либо газогенератора ЖРД применительно к динамической модели горения, как потенциально автоколебательной системы.

2. Алгоритм оценки зависимости коэффициентов демпфирования на резонансных частотах реакционного объема камеры сгорания от амплитуды колебаний давления.

3. Метод щадящего «жесткого» возбуждения высокочастотных колебаний давления с применением новых перспективных ЭИВУ.

Информационную базу работы составили научные источники в виде данных и сведений из книг, журнальных статей, научных докладов и отчетов, материалов научных конференций, семинаров; данные открытых источников, технические отчеты, результаты собственных расчетов и проведенных экспериментов.

Достоверность результатов диссертации обеспечивается подтверждением работоспособности разработанных методов и сравнением результатов расчёта с экспериментальными данными, полученными в АО КБХА, ФКП «НИЦ РКП», ГНЦ ФГУП "Центр Келдыша".

Апробация результатов диссертационной работы

Основные результаты исследований докладывались на 13-ти конференциях: Молодёжная конференция «Новые материалы и технологии в ракетно-космической и авиационной технике», Звездный городок, июнь 2012 г.; Конференция «Будущее российской космонавтики в инновационных разработках молодых специалистов РКП», ИПК «Машприбор», г. Королев, 01-03 апреля 2013 г.; Конференция: «Прогрессивные технологии в РКП», ИПК «Машприбор», г. Королев, 02-04 декабря 2013 г.; 14-я Международная конференция «Авиация и космонавтика — 2015» Москва, 17-21 ноября 2015 г.; XLII Международная молодежная научная конференция Гагаринские чтения – 2016, Москва, 12-15 апреля 2016; 15-я Международная конференция «Авиация и космонавтика» – 2016, Москва, МАИ 14-18 ноября 2016 г.; XLIII Международная молодежная научная конференция «Гагаринские чтения –

2017», Москва, 5-19 апреля 2017 г.; XIV Всероссийская конференция по новым технологиям, посвященная 70-летию Государственного ракетного центра им. академика В.П. Макеева, г. Миасс, Челябинской обл., 10-12 октября 2017 г.; XXI международная научно-практическая конференция «Решетневские чтения - 2017», г. Красноярск, 08 ноября 2017г.; 16-ая Международная конференция «Авиация и космонавтика-2017», Москва, 20-24 ноября 2017 г.; XII Международная конференция по прикладной математике и механике в аэрокосмической, Алушта, 24-31 мая 2018 г.; XV Всероссийская конференция по новым технологиям, г. Миасс, Челябинской обл., 09-11 октября 2018 г.; 17-ая Международная конференция «Авиация и космонавтика-2018», Москва, 19-23 ноября 2018 г.

Личный вклад соискателя:

При выполнении диссертационной работы соискатель принимал непосредственное участие в получении следующих результатов:

- Разработана новая модель, описывающая на основе теории Марковских процессов рабочий процесс в камерах ЖРД как вероятно автоколебательную систему, возбуждаемую стохастическим турбулентным шумом горения, где в качестве критерия устойчивости принят декремент затухания колебаний. Решено уравнение Фоккера-Планка-Колмогорова и получены аналитические зависимости между параметрами режима работы конкретного исполнения ЖРД и границей нижнего предельного цикла автоколебаний при их существовании для каждой нормальной акустической моды.

- Разработан новый оригинальный алгоритм статистической обработки экспериментально измеренных шумов горения при испытаниях камер и газогенераторов ЖРД, позволивший выявить динамическую систему с двумя различными энергетическими состояниями: устойчивым и автоколебательным неустойчивым, и оценить вероятность ее перехода через потенциальный барьер в область автоколебаний.

- Разработана новая методика прогнозирования устойчивости к акустическим колебаниям рабочего процесса ЖРД конкретного исполнения. Она использует измеренные в процессе огневого испытания ЖРД пульсации давления в камерах сгорания и газогенераторах и после их статистической обработки дает численные взаимосвязи коэффициента затухания и амплитуды возможных автоколебаний с параметрами режима работы ЖРД. Методика позволяет экспериментально исследовать области устойчивости в плоскости режимных параметров и оценить влияние изменяемых конструктивных факторов. Алгоритм и методика протестированы на специально созданной модельной установке - аэродинамическом генераторе шума. Верификация метода выполнена на модельных камерах сгорания и при натуральных огневых испытаниях на экспериментальной базе ФГУП «НИЦ РКП». Результаты подтверждают достоверность полученных количественных расчетных оценок. НТС данного предприятия рекомендовал новую разработанную методику к практическому применению.

- Для оценки запасов устойчивости по отношению к «жесткому» возбуждению акустических автоколебаний в камерах ЖРД с гарантированным сохранением стенок камер разработаны перспективные ЭИВУ, использующие энергию взрыва электрических проводников. Экспериментально доказана их эффективность и безопасность для конструкции огневых стенок испытываемых камер.

Публикации по теме диссертации

По теме диссертации опубликовано 16 работ, из них в рецензируемых научных изданиях опубликовано 4 работы, получен 1 патент РФ на изобретение

Структура и объем работы

Диссертация состоит из 193 страницы, 129 рисунков, 5 таблиц, 109 источников. Работа состоит из введения, 4 разделов, заключения, 1 приложения.

Глава 1

1.1 Основы теории высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД

1.1.1 Структурная модель явления и математическая модель автоколебательной системы

При исследовании высокочастотных колебаний в камере сгорания ЖРД используются методы теории регулирования и, в частности, метод частотных характеристик. При этом изучаемая система разбивается на отдельные динамические звенья, совокупность которых со своими входными и выходными параметрами называется структурной схемой. Рассматривается устойчивость системы по отношению к малым возмущениям и используется линейная постановка задачи, что позволяет осуществить линеаризацию уравнений динамики звеньев вблизи стационарного режима.

При использовании феноменологической модели процесса горения удобно представить исследуемый объект (камеру сгорания ЖРД) в виде совокупности двух линейных звеньев: звена рабочего процесса, описывающего совместную работу системы подачи и зоны горения, и акустического звена (системы отвода продуктов сгорания).

Акустическое звено. Частотные характеристики акустического звена определяются уравнениями распространения малых колебаний давления и скорости в потоке продуктов реакции, заполняющих систему отвода газа из зоны горения. Входной координатой этого звена является комплексная амплитуда колебания скорости газа в сечении, соответствующем концу зоны горения, выходной координатой – комплексные амплитуды колебаний давления в этом сечении. Амплитудно-фазовые частотные характеристики (АФЧХ) определяются отношением комплексных амплитуд колебаний давления (выходная координата) и расхода газа (входная координата) в том сечении камеры сгорания, которое принято в качестве начального сечения акустического звена. АФЧХ акустического звена вычисляются для каждой конкретной моды колебаний. Если в качестве входной координаты вместо

колебаний расхода газа используются колебания скорости газа, то полученная таким образом АФЧХ будет называться импедансом камеры сгорания. Так как акустические колебания распространяются со скоростью звука, то колебания газа в сверхзвуковой части сопла не оказывают влияния на колебания в дозвуковой части, поэтому существенной является только дозвуковая часть сопла. Для вычисления АФЧХ акустического звена используется волновое уравнение: ищется его решение с определёнными граничными условиями. Вывод уравнения для АФЧХ дан ниже.

Зона горения. Выходная координата акустического звена играет роль входной координаты для звена зоны горения. Кроме этого входными координатами этого звена является совокупность параметров, формируемых форсуночной головкой: расходы компонентов топлива, диаметры капель в начале зоны горения, их скорости и т.п. Для феноменологической модели вся эта совокупность параметров задаётся с помощью кривых выгорания (зависимость доли выгоревшего топлива от времени горения – $\varphi(\tau)$), полученных либо расчётом по модели стационарного рабочего процесса горения в камере сгорания ЖРД, использующей уравнения Навье-Стокса, либо в эксперименте.

Динамические свойства полученных линейных звеньев описываются при помощи амплитудно-фазовых частотных характеристик. АФЧХ содержат тот же объём информации, что и исходные уравнения математической модели и дают наглядное описание динамических свойств объекта (резонансов, фазовых сдвигов). Для получения АФЧХ используется феноменологическая модель с переменным временем запаздывания, при этом предполагается, что скорость горения в основном определяется значением давления. Эта зависимость необязательно должна быть непосредственной, она может реализоваться и через значения других параметров, однозначно связанных с давлением. Зависимость кривой выгорания от времени приводит к тому, что кривая выгорания в процессе колебаний периодически изменяет свою форму. Деформация кривой выгорания сопровождается изменением массы жидкой

фазы в зоне горения, которое приводит к колебаниям скорости газообразования даже в том случае, когда расход топлива, поступающего в камеру, не колеблется (потерю устойчивости в этом случае принято называть внутрикамерной неустойчивостью).

Масса жидкой фазы, содержащейся на участке dx длины камеры сгорания, равна $dQ_{ж}=(1-\varphi)\rho^*Fdx$, где ρ^* – масса топлива, которая содержалась бы в единице объёма газа при отсутствии горения. По определению $\rho^*vF = G_{\varphi}(t - \tau')$. Если колебания расхода топлива отсутствуют, то, положив $G_{\varphi}(t - \tau') = \bar{G}$, можно найти $\rho^* = \frac{\bar{G}}{Fv}$. После подстановки этого выражения в формулу для $dQ_{ж}$ и интегрирования по объёму зоны горения, можно получить

$$Q_{ж} = \bar{G} \int_0^{\infty} [1 - \varphi(\tau, t)] d\tau, \quad (1.1)$$

где $Q_{ж}$ – суммарная масса жидкой фазы в зоне горения. Производная по времени от $Q_{ж}$, взятая с обратным знаком, равна скорости газообразования, обусловленной деформацией кривой выгорания. После перехода в уравнении (1.1) к малым безразмерным отклонениям и дифференцирования можно получить

$$\delta G_{\varphi} = -\frac{1}{\bar{G}} \frac{dQ_{ж}}{dt} = \int_0^{\infty} \frac{\partial \varphi(\tau, t)}{\partial t} d\tau. \quad (1.2)$$

Порция топлива, сгорающая на стационарном режиме через время τ' после поступления в камеру сгорания, на нестационарном режиме сгорает в момент времени τ'_1 , который может быть представлен в виде $\tau'_1 = \tau' + \delta\tau(\tau', t)$, где $\delta\tau(\tau', t)$ – некоторое приращение, задаваемое принятой феноменологической моделью. Использование функции $\delta\tau(\tau', t)$ позволяет получить соотношение, связывающее стационарную кривую выгорания с нестационарной: $\bar{\varphi}(\tau') = \varphi[\tau' + \delta\tau(\tau', t)]$. После перехода к новой независимой переменной $\tau = \tau' + \delta\tau(\tau', t)$, разложения в ряд и

отбрасывания членов второго порядка малости можно получить следующее выражение

$$\varphi(\tau) = \bar{\varphi}[\tau - \delta\tau(\tau, t)] = \bar{\varphi}(\tau) - \dot{\bar{\varphi}}(\tau) \frac{\partial \delta\tau(\tau, t)}{\partial t}. \quad (1.3)$$

После подстановки соотношения (1.3) в уравнение (1.2) можно найти

$$\delta G_r = - \int_0^{\infty} \dot{\bar{\varphi}}(\tau) \frac{\partial \delta\tau(\tau, t)}{\partial t} d\tau. \quad (1.4)$$

Пусть $t' = t - \tau$ – время, в течение которого идёт процесс подготовки, по завершению которого топливо мгновенно превращается в продукты сгорания. И пусть степень завершённости процесса подготовки характеризуется некоторым параметром E . Если обозначить через E^* критическое значение параметра E , соответствующее окончанию времени подготовки, и принять, что скорость процесса подготовки в конечном итоге зависит всего лишь от одного параметра – давления в камере сгорания p , то будет справедливо соотношение

$$\int_{t-\tau}^t f(p) dt' = E^*, \quad (1.5)$$

где $f(p)$ – скорость процесса подготовки.

Если давление p является функцией времени, то уравнение (1.5) описывает в неявном виде зависимость τ от t . Продифференцировав уравнение (1.5) по t , можно получить следующее выражение

$$f(p) \frac{d\tau}{dt} + \int_{t-\tau}^t \frac{df}{dp} \frac{dp}{dt'} dt' = 0. \quad (1.6)$$

Положив в уравнении (1.6) $p = \bar{p}(1 + \delta p)$ и $\tau = \bar{\tau} + \delta\tau'$, после линеаризации можно найти

$$f(\bar{p}) \frac{d\delta\tau'}{dt} + \frac{df}{d\bar{p}} \int_{t-\bar{\tau}}^t \bar{p} \frac{d\delta p}{dt'} dt' = 0, \quad (1.7)$$

откуда следует

$$\frac{d\delta\tau'}{dt} = -n(\bar{\tau}) [\delta p(t) - \delta p(t - \bar{\tau})]. \quad (1.8)$$

Параметр $n = \frac{\bar{p}}{\bar{f}} \frac{df}{dp}$ в полученном выражении играет роль коэффициента усиления.

Подставив найденное значение производной (1.8) в уравнение (1.4) с соответствующей заменой переменной, можно найти составляющую колебаний газообразования, обусловленную деформацией кривой выгорания.

$$\delta G_r = \int_0^{\infty} \dot{\bar{\phi}}(\bar{\tau}') n(\bar{\tau}') [\delta p(t) - \delta p(t - \bar{\tau}')] d\bar{\tau}' \quad (1.9)$$

Из этого уравнения можно найти АФЧХ зоны горения, а зная АФЧХ отдельных звеньев можно получить характеристическое уравнение $k_{\text{горения}} k_{\text{ак}} = 1$, где $k_{\text{горения}}$ – АФЧХ зоны горения, $k_{\text{ак}}$ – АФЧХ акустического звена.

1.1.2 Колебания в цилиндрическом канале с однородным потоком

К акустическому звену можно отнести весь участок камеры сгорания, на котором осуществляется догорание, условно приняв, что процесс горения полностью заканчивается до него. Динамические свойства акустического звена будут определяться волновыми процессами в газовом объёме, заполненном продуктами реакции. Так как наиболее распространены цилиндрические камеры сгорания, можно изучить динамические характеристики цилиндрической трубы, источник колебаний в которой расположен во входном сечении. Предполагается, что в стационарном состоянии движение газа одномерно и направлено слева направо, акустические колебания газа трёхмерны и изоэнтропичны.

Уравнения сохранения количества движения и вещества имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + u \frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{u_\theta^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + u \frac{\partial u_\theta}{\partial x} + \frac{u_r u_\theta}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \theta}; \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u_r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x};$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho u_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho u_\theta)}{\partial \theta} = 0,$$

где x , r , θ – продольная, радиальная и угловая координаты, соответственно; u , u_r и u_θ – проекции скорости газа, соответствующие продольной, радиальной и угловой координатам; p и ρ – давление и плотность. Из этих уравнений с помощью определённых преобразований, линеаризации и, если выразить скорость через потенциал скорости φ посредством соотношений

$$\delta u' = \frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad \delta u'_r = \frac{\partial \varphi}{\partial r}; \quad \delta u'_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta}; \quad (1.11)$$

$$\delta p' = -\bar{\rho} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right], \quad (1.12)$$

можно получить волновое уравнение для потенциала скорости φ .

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + (1 - M^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{2M}{c} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}, \quad (1.13)$$

где $c^2 = \kappa \bar{p} / \bar{\rho}$ – скорость звука, $M = \bar{u} / c$ – число Маха.

Потенциал скорости должен удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0; \quad \varphi(\theta + 2\pi) = \varphi(\theta), \quad (1.14)$$

где r_0 – радиус поперечного сечения канала.

В режиме гармонических колебаний зависимость потенциала скорости от времени представляется в виде $\varphi = \bar{\varphi}(r, \theta, x) e^{i\omega t}$. Потенциал скорости φ в силу граничного условия (1.14) является периодической функцией угловой координаты θ и, следовательно, может быть разложен в тригонометрический ряд Фурье по θ :

$$\varphi = \sum_0^{\infty} \varphi_m(r, x) \cos m\theta e^{i\omega t}, \quad (1.15)$$

где $m=1, 2, \dots$.

После подстановки выражения (1.15) в волновое уравнение (1.13) можно найти

$$\sum_0^{\infty} \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_m}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \varphi_m + (1-M^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{2i\omega M}{c} \frac{\partial \varphi_m}{\partial x} + \frac{\omega^2}{r^2} \varphi_m \right] \cos m\theta = 0. \quad (1.16)$$

Выражения, стоящие в прямых скобках, как коэффициенты Фурье функции, тождественно равной нулю, равны нулю:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_m}{\partial r} - \frac{m^2}{r^2} \varphi_m + (1-M^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{2i\omega M}{c} \frac{\partial \varphi_m}{\partial x} + \frac{\omega^2}{r^2} \varphi_m = 0. \quad (1.17)$$

Решение уравнения (1.17) ищется в виде произведения двух функций, одна из которых зависит только от r , а другая – только от x (метод Фурье).

$$\varphi_m = R_m(r) X_m(x). \quad (1.18)$$

После подстановки выражения (1.18) в (1.17) и деления на φ_m можно найти

$$\left[\frac{1}{R_m} \frac{d^2 R_m}{dr^2} + \frac{1}{R_m} \frac{dR_m}{r dr} - \frac{m^2}{r^2} \right] + \left[(1-M^2) \frac{1}{X} \frac{d^2 X_m}{dx^2} - \frac{2i\omega M}{c} \frac{1}{X} \frac{dX_m}{r dx} \right] = -\frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.19)$$

Выражение, стоящее в первых квадратных скобках, зависит только от r , а во-вторых – только от x , что возможно только в том случае, когда каждое из этих выражений постоянно. Обозначив постоянные величины, которым равны выражения в первых и вторых скобках, соответственно через $-k_r^2$ и $-k_x^2$, можно получить соотношение

$$k_r^2 + k_x^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (1.20)$$

Из определения k_r^2 и k_x^2 непосредственно следует

$$\frac{d^2 R_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_m}{dr} + (k_r^2 - \frac{m^2}{r^2}) R_m = 0; \quad (1.21)$$

$$(1-M^2) \frac{d^2 X_m}{dx^2} - \frac{2i\omega M}{c} \frac{dX_m}{r dx} + k_x^2 X_m = 0. \quad (1.22)$$

После подстановки решения первого уравнения (уравнение Бесселя) в граничное условие (1.14) можно получить

$$k_r = \alpha_{mn}/r_0, \quad (1.23)$$

где α_{mn} – корни производной функции Бесселя, значения которых приведены в таблице 1.

Таблица 1

m	n			
	0	1	2	3
0	0	3,833	7,016	10,174
1	1,841	5,332	8,527	11,707
2	3,054	6,708	9,970	13,171
3	4,201	8,015	11,346	14,588

Подставив значения k_r в уравнение (1.20), можно найти соотношения

$$k_x = \omega \frac{\beta_{mn}}{c}; \quad \beta_{mn} = \sqrt{1 - \left[\alpha_{mn} \frac{c}{\omega r_0} \right]^2}. \quad (1.24)$$

Для определения волнового вектора k_{mn} необходимо получить характеристическое уравнение из уравнения (1.22):

$$-(1 - M^2)k_{mn}^2 + 2\left(\frac{\omega}{c}\right)Mk_{mn} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \beta_{mn}^2 = 0. \quad (1.25)$$

Корни этого уравнения могут быть представлены в виде

$$k_{mn}^+ = -\left(\frac{1}{1+M} + k_{mn}^0\right)\frac{\omega}{c}; \quad k_{mn}^- = -\left(\frac{1}{1-M} + k_{mn}^0\right)\frac{\omega}{c}, \quad (1.26)$$

$$\text{где } k_{mn}^0 = \frac{-1 + \sqrt{M^2 + (1 - M^2)\beta_{mn}^2}}{1 - M^2}. \quad (1.27)$$

Таким образом, решения, удовлетворяющие уравнению (1.22) и условию (1.24), имеют вид

$$X_m = X_{mn} = \overline{X}_{mn}^+ e^{ik_{mn}^+ x} + \overline{X}_{mn}^- e^{ik_{mn}^- x}, \quad (1.28)$$

где \overline{X}_{mn}^+ и \overline{X}_{mn}^- – произвольные постоянные.

Из полученных результатов следует, что каждой паре целых чисел m, n соответствует некоторое решение φ_{mn} волнового уравнения (1.13)

$$\varphi_{mn} = J_m \left(\alpha_{mn} \frac{r}{r_0} \right) \cos m\theta \left(\bar{X}_{mn}^+ e^{i k_{mn}^+ x} + \bar{X}_{mn}^- e^{i k_{mn}^- x} \right) e^{i\omega t}. \quad (1.29)$$

Для вычисления АФЧХ акустического звена необходимо найти решение волнового уравнения с граничными условиями:

$$\text{при } x=0 \quad \delta \bar{p}_{mn} = \delta \bar{p}_{mn}^0, \quad \delta \bar{u}_{mn} = \delta \bar{u}_{mn}^0; \quad (1.30)$$

$$\text{при } x=L \quad \delta \bar{u}_{mn} = \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \delta \bar{p}_{mn}.$$

Индексы m, n указывают на то, что рассматривается mn -я гармоника поперечных колебаний, верхний индекс 0 относится к параметрам, соответствующим начальному сечению, в котором вычисляются АФЧХ.

Из соотношений (1.11) и (1.12) следует, что

$$\delta u_{mn} = \frac{1}{\bar{u}} \frac{\partial \varphi_{mn}}{\partial x}; \quad \delta p_{mn} = -\kappa \left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi_{mn}}{\partial t} + M^2 \delta u_{mn} \right). \quad (1.31)$$

После подстановки в эти соотношения значения φ_{mn} , заданного выражениями (1.26) и (1.29), можно получить

$$\begin{aligned} \delta u_{mn} &= \delta \bar{u}_{mn} e^{i\omega t} = \\ &= \left\{ \bar{\Psi}_1 \left[1 + (1 + M) k_{mn}^0 \right] e^{i k_{mn}^+ x} - \bar{\Psi}_2 \left[1 + (1 - M) k_{mn}^0 \right] e^{i k_{mn}^- x} \right\} e^{i\omega t}; \end{aligned} \quad (1.32)$$

$$\begin{aligned} \delta p_{mn} &= \delta \bar{p}_{mn} e^{i\omega t} = \\ &= \left\{ \bar{\Psi}_1 \left[1 - M(1 + M) k_{mn}^0 \right] e^{i k_{mn}^+ x} + \bar{\Psi}_2 \left[1 + M(1 - M) k_{mn}^0 \right] e^{i k_{mn}^- x} \right\} e^{i\omega t}, \end{aligned}$$

где $\bar{\Psi}_1$ и $\bar{\Psi}_2$ – новые произвольные константы, связанные со старыми \bar{X}_{mn}^+ и \bar{X}_{mn}^- соотношениями.

$$\bar{\Psi}_1 = -\frac{i\omega \bar{X}_{mn}^+}{(1 + M)\bar{u}c}; \quad \bar{\Psi}_2 = -\frac{i\omega \bar{X}_{mn}^-}{(1 - M)\bar{u}c}. \quad (1.33)$$

Подставив решения (1.32) в граничное условие при $x=L$, можно найти соотношение

$$B = \frac{\bar{\Psi}_2}{\bar{\Psi}_1} = \frac{1 - \frac{\kappa-1}{2}M + (1+M)\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}M^2\right)k_{mn}^0}{1 + \frac{\kappa-1}{2}M + (1-M)\left(1 + \frac{\kappa-1}{2}M^2\right)k_{mn}^0} e^{-2i\vartheta}, \quad (1.34)$$

$$\text{где } \vartheta = \left(\frac{1}{1-M^2} + k_{mn}^0\right) \frac{\omega L}{c}.$$

Воспользовавшись найденным значением B , можно представить импеданс камеры сгорания в виде

$$\frac{\delta \bar{p}_{mn}^0}{\delta \bar{u}_{mn}^0} = \kappa M \frac{1 - M(1+M)k_{mn}^0 + B[1 + M(1-M)k_{mn}^0]}{1 + (1+M)k_{mn}^0 - B[1 + (1-M)k_{mn}^0]}. \quad (1.35)$$

Чтобы получить АФЧХ акустического звена, можно воспользоваться соотношением, связывающим колебания скорости газообразования с колебаниями скорости и давления в начальном сечении,

$$\delta \bar{G}_r = \delta \bar{u}^0 + \delta \bar{p}^0 = \delta \bar{u}^0 + \frac{\delta \bar{p}^0}{\kappa}. \quad (1.36)$$

Из уравнения (1.36) непосредственно следует выражение для АФЧХ акустического звена – k_A

$$k_A^{-1} = \frac{\delta \bar{G}_{r_{mn}}}{\delta \bar{p}_{mn}^0} = \frac{1}{\kappa} + \frac{\delta \bar{u}_{mn}^0}{\delta \bar{p}_{mn}^0}. \quad (1.37)$$

Для продольных мод колебаний $\alpha_{mn}=0$. В этом случае из формул (1.34) и (1.35) нетрудно получить выражение для проводимости камеры сгорания (величина, обратная импедансу) в случае продольных колебаний:

$$C(i\omega) = \frac{\delta \bar{u}_{mn}^0}{\delta \bar{p}_{mn}^0} = \frac{1}{\kappa M} \frac{(\kappa-1)M + i \left[1 - \left(\frac{\kappa-1}{2}M\right)^2\right] \sin 2\vartheta_0}{1 + \left(\frac{\kappa-1}{2}M\right)^2 + \left[1 - \left(\frac{\kappa-1}{2}M\right)^2\right] \cos 2\vartheta_0}, \quad (1.38)$$

$$\text{где } \vartheta = \frac{1}{1-M^2} \frac{\omega L}{c}.$$

В практике анализа вида неустойчивости процессов горения высокочастотные колебания идентифицируются по значению собственной частоты, которое может быть определено по приведенной ниже формуле с использованием данных, приведенных в таблице 2:

$$f = \alpha_{mn\ell} \cdot \frac{\beta}{D} \sqrt{1 + \left(\frac{b \cdot D}{L}\right)^2}$$

Здесь: $\alpha_{mn\ell}$, β , D [м], L [м], b – волновое число (аналог корня уравнения Бесселя), расходный комплекс, диаметр, длина и коэффициент, учитывающий длину камеры. Совпадение значения частоты, наблюдаемой при испытаниях, с одним из расчётных значений частот в большинстве случаев является признаком высокочастотных колебаний.

Таблица 2

m	0			1			2			3			
n	$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	$\ell=0$	$\ell=1$	$\ell=2$	
0	a	0	$f=3,607 \square/L$	$f=7,215 \square/L$	4,229			7,015			9,650		
	b	0			0	0,8 35	1,7 06	0	0,51 4	1,0 29	0	0,37 4	0,74 8
1	a	8,802			12,245			15,404			18,410		
	b	0	0,42 1	0,84 2	0	0,2 95	0,5 89	0	0,23 4	0,4 68	0	0,19 6	0,39 2
2	a	16,116			19,607			22,901			36,062		
	b	0	0,22 4	0,4 48	0	0, 18 4	0,3 68	0	0,15 8	0,3 17	0	0,13 8	0,27 7
3	a	23,367			26,889			30,251			33,504		
	b	0	0,15 4	0,3 09	0	0, 13 4	0,2 68	0	0,11 9	0,2 38	0	0,10 8	0,21 5

В таблицах 1 и 2: m – число волн по окружности; n – число волн по радиусу; ℓ – число волн по длине.

1.2 Расчетные методы прогнозирования характеристик вибрационного горения в ЖРД. Определение величины динамического коэффициента усиления «n» рабочего процесса

В настоящей работе представлена методика оценки устойчивости рабочего процесса на основании анализа значения динамического коэффициента усиления рабочего процесса «n» по теоретически (или экспериментально) определенной кривой выгорания компонентов топлива.

Сопоставление характеристик ВЧ устойчивости проводится в соответствии с представлениями, изложенными в работах [7-13]. Для определения режима возникновения малых гармонических колебаний в замкнутом контуре, состоящего из акустического звена и звена зоны горения, используется уравнение:

$$\left[\frac{\delta P_{\text{кс}}}{\delta G_{\text{газ}}} = f_A(i\omega) \right] \cdot \left[\frac{\delta G_{\text{горения}}}{\delta P_{\text{кс}}} = f_{\text{гор}}(i\omega) \right] = 1 \quad (2.1)$$

где:

$$\frac{\delta P_{\text{кс}}}{\delta G_{\text{газ}}} = f_A(i\omega) \quad \text{-амплитудно-фазовая частотная характеристика}$$

акустического звена;

$$\frac{\delta G_{\text{горения}}}{\delta P_{\text{кс}}} = f_{\text{гор}}(i\omega) \quad \text{-амплитудно-фазовая частотная характеристика}$$

звена зоны горения.

В работе [4] АФЧХ звена зоны горения вычисляется по соотношению:

$$\frac{\delta G_{\text{горения}}}{\delta P_{\text{кс}}} = \int_0^{\infty} \bar{\Psi}(\tau) \cdot n \cdot [1 - e^{-i\omega\tau}] d\tau \quad (2.2)$$

Здесь $\bar{\Psi}(\tau) = \dot{\bar{\Phi}}(\tau)$ – стационарная зависимость скорости выгорания от времени пребывания компонентов топлива в камере сгорания, может быть

получена из экспериментально определенной кривой выгорания. Данная зависимость представлена на рисунке 1.1.

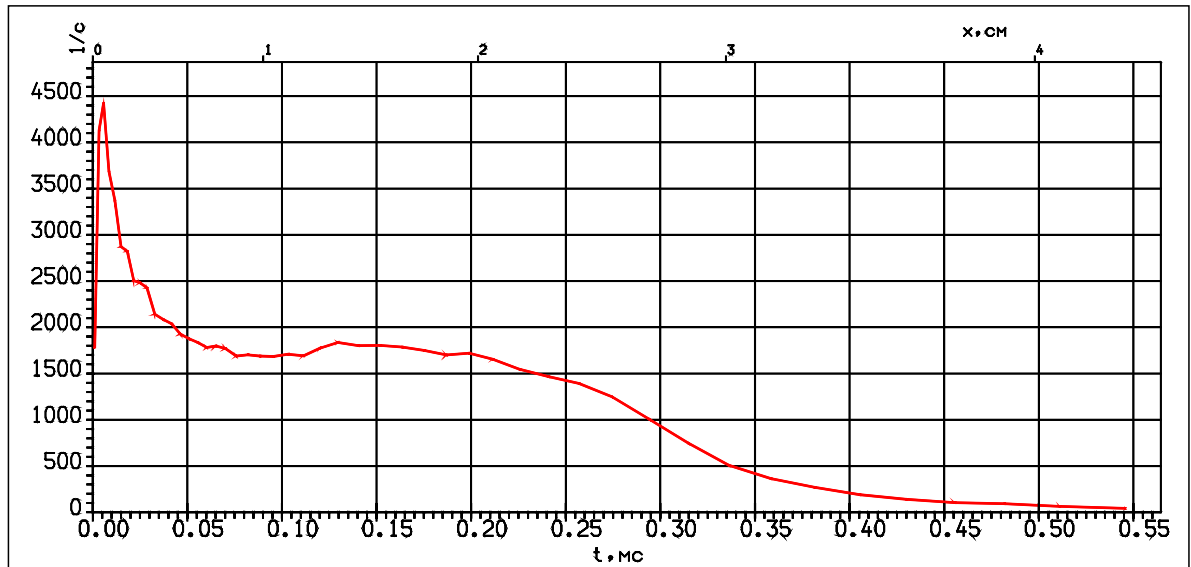


Рисунок 1.1 - Скорость выгорания топлива

n – среднённый по времени выгорания порции топлива коэффициент связи относительных величин скорости горения ($\Delta f/f$) и давления ($\Delta p/p$), $\frac{\Delta f/f}{\Delta p/p} \approx n$, играет роль коэффициента усиления.

Феноменологическая модель предполагает, что колебания расхода $\delta G_{\text{горения}}$ являются следствием деформации стационарной кривой выгорания под воздействием пульсаций давления. В линеаризованном виде для распределённого горения зависимость величины пульсаций $\delta G_{\text{горения}}$ от скорости деформации кривой выгорания представляется в виде [4]:

$$\delta G_{\text{горения}} = - \int \bar{\Psi}(\tau) \frac{\partial \delta \tau}{\partial t} dt \quad (2.3)$$

где:

$\frac{\partial \delta \tau}{\partial t}$ - скорость деформации стационарной кривой выгорания $\bar{\Psi}(\tau)$;

$\delta \tau$ - пульсация времени сгорания, появляющаяся под воздействием пульсаций давления.

В работах [1], [4] величина $\frac{\partial \delta \tau}{\partial t}$ принимается равной

$$\frac{\partial \delta \tau}{\partial t} \approx -n[\delta p(t) - \delta p(t - \tau)] \quad (2.4)$$

Решениями уравнений (2.2) и (2.1) будут следующие выражения:

$$\begin{aligned} \frac{\delta G_{\text{горения}}}{\delta P_{\text{кк}}} &= n \cdot \left[\int_0^{\infty} \overline{\Psi}(\tau)(1 - \cos \omega \tau) d\tau + i \int_0^{\infty} \overline{\Psi}(\tau) \sin \omega \tau d\tau \right] = \\ &= n \cdot [\text{Re}_{\text{гор}}(\omega) + i \text{Jm}_{\text{гор}}(\omega)] \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$n = \frac{\text{Re}_A(\omega)}{\text{Re}_{\text{гор}}(\omega)} \cdot \frac{1}{\text{Re}_A^2(\omega) + \text{Jm}_A^2(\omega)} \quad (2.6)$$

$$\frac{\text{Jm}_{\text{гор}}(\omega)}{\text{Re}_{\text{гор}}(\omega)} = -\frac{\text{Jm}_A(\omega)}{\text{Re}_A(\omega)} \quad (2.7)$$

Уравнение (2.7) позволяет определить частоту (ω), на которой система потеряет устойчивость.

Уравнение (2.6) позволяет определить коэффициент связи « n », необходимый для установления режима автоколебаний – так называемый «потребный динамический коэффициент усиления».

На рисунке 1.2 приведены результаты расчётов потребного динамического коэффициента усиления рабочего процесса « n » для камеры сгорания со смесительной головкой двигателя с использованием экспериментальной кривой выгорания компонентов топлива вдоль оси камеры сгорания для режима $P_{\text{к}}=0,5\text{МПа}$ и $\alpha=0,51-0,54$. Как видно из этого рисунка, для первой тангенциальной моды (частота приблизительно равна ~ 1200 Гц) потребный коэффициент усиления равен 0,5. Таким образом, для возбуждения колебаний на режиме требуется коэффициент усиления « n » больше 0,5.

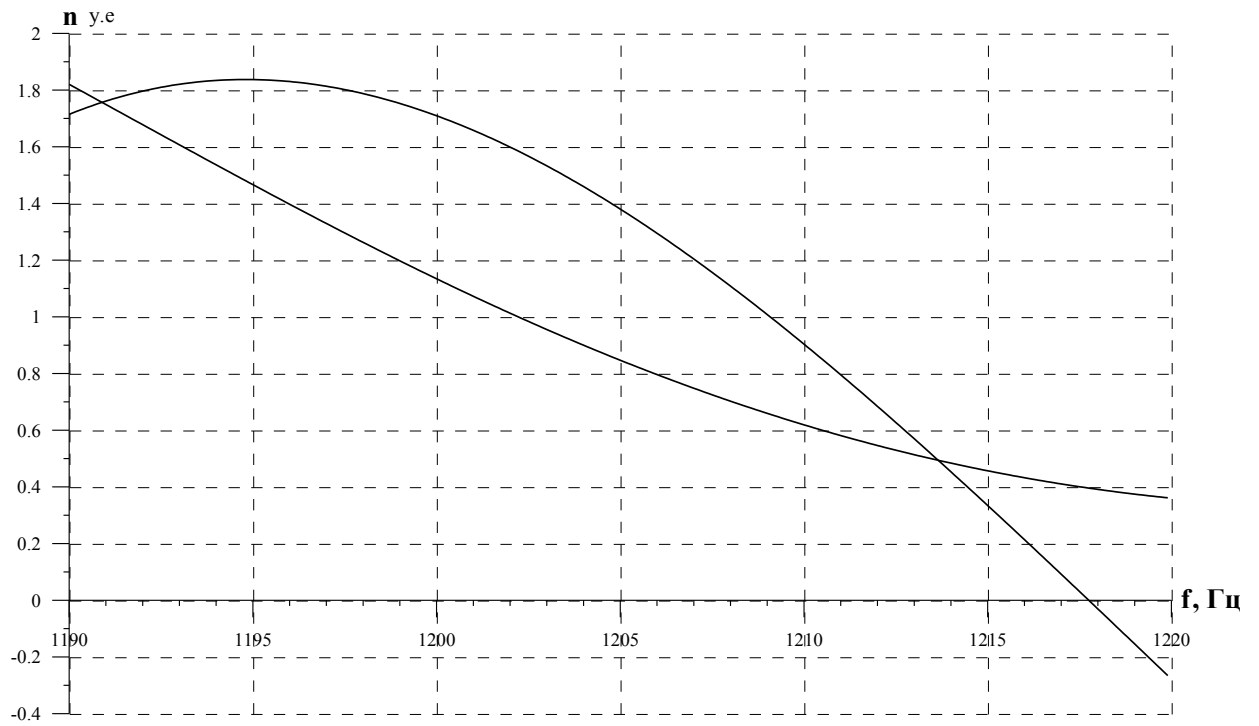


Рисунок 1.2 – Потребный динамический коэффициент усиления рабочего процесса

Глава 2

2.1 Диагностика неустойчивости горения в камерах и газогенераторах ЖРД к высокочастотным колебаниям давления

Очень часто необходимо измерить чувствительность рабочего процесса в ЖРД к неустойчивости горения. Для этого разработаны ряд методов, известных как методы оценки устойчивости.

Главная задача оценки устойчивости горения заключается в том, чтобы при возможно меньшем числе опытов определить склонность ракетного двигателя или его элементов к поддержанию неустойчивости горения. При этом важно понимать, что все оценки устойчивости являются относительными. Современное понимание явления неустойчивого горения не позволяет получить абсолютной оценки устойчивости. Еще многое нужно выяснить, чтобы понять механизм инициирования неустойчивости и природу колебаний, способствующих усилению неустойчивости и препятствующих ей. Неясно, насколько экспериментальные методы оценки устойчивости ЖРД воспроизводят реальную картину возбуждении неустойчивости.

Вторая задача, решаемая с помощью методов оценки устойчивости, состоит в определении эффективности действия различных средств стабилизации рабочего процесса, таких, как пульсационные перегородки и акустические поглотители. К сожалению, кардинальных средств обеспечения устойчивости рабочего процесса нет. Поэтому всегда нужны некоторые относительные оценки эффективности выбранного способа стабилизации рабочего процесса в разрабатываемом ЖРД.

С помощью методов оценки устойчивости можно определить наиболее неустойчивую моду колебаний и предпринять необходимые меры для ее подавления. Кроме того, методы оценки устойчивости позволяют исследовать влияние изменения различных параметров двигателя и рабочего процесса на устойчивость горения.

Явление самовозбуждения автоколебаний часто обладает низкой воспроизводимостью, носит статистический, случайный характер и в ряде случаев может быть отнесено к категории редких событий. Нередко при отработке двигателя случаи неустойчивости не возникали, при этом проводились сотни стендовых испытаний и лишь после сдачи двигателя в серийное производство эти случаи «внезапно» проявлялись (примером является доводка двигателей ЗД37, 15Д117, 8Д411 и др.).

Задачей диагностики неустойчивости рабочего процесса является выявление тем или иным способом склонности работающей камеры сгорания к самопроизвольному возбуждению регулярных высокочастотных колебаний давления на тех или иных установившихся или неуставившихся функциональных режимах работы двигателя.

Разработанные методы диагностики неустойчивости можно разделить на активный и пассивный.

Суть активного метода состоит в следующем. В камеру сгорания на исследуемом режиме ее работы вводятся искусственные (тестирующие) импульсные возмущения давления от специального источника и проводятся наблюдения (с помощью датчиков) за реакцией процесса горения на внесенные возмущения. Процесс горения считается динамически устойчивым (или потенциально неустойчивым) в зависимости от того, возвращаются его характеристики (или не возвращаются) в исходное невозмущенное состояние. В качестве основной динамической характеристики обычно используется пульсационное давление в реакционном объеме камеры сгорания (или в предфорсуночных полостях) и возможность перехода режима работы камеры сгорания в автоколебания. Дополнительной характеристикой являются вибрации элементов конструкции камеры сгорания. При этом запас устойчивости исходного состояния определяется, исходя из минимального возмущения, вызывающего переход горения в автоколебательный режим.

Необходимость тестирования камер сгорания ЖРД на устойчивость горения по отношению к конечным возмущениям диктуется существенной нелинейностью процессов преобразования топлива в продукты сгорания.

Метод импульсных возмущений является одним из основных в оценке устойчивости рабочего процесса. Его практическая реализация потребовала разработки специальных возмущающих устройств (ВУ) – генераторов импульсов давления, подключаемых к реакционному объему камеры сгорания [14].

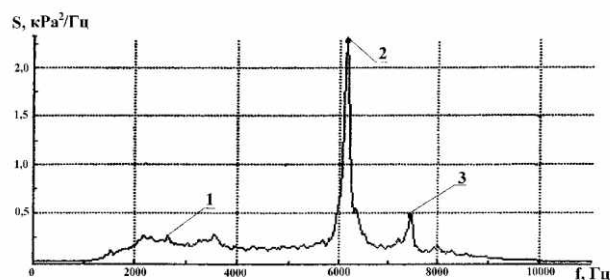
В отличие от «активного», «пассивный» метод диагностики неустойчивости горения не требует ввода в камеру сгорания каких-либо искусственных возмущений. В данном случае источником возмущений являются собственные флуктуационные шумы камеры сгорания (эти шумы постоянно «прощупывают» камеру сгорания на динамическую устойчивость в окрестности реализованного стационарного состояния). Однако диагностическая способность внутрикамерных шумов весьма ограничена вследствие того, что их амплитуда, как правило, недостаточна для преодоления «потенциального барьера», отделяющего шумовое состояние от автоколебательного. В этой связи «пассивный» метод диагностики позволяет на основе зарегистрированной датчиком временной реализации резонансного шума горения проводить лишь оценку ряда показателей линейной (локальной) устойчивости процесса горения, а также выявлять тенденции изменения этих показателей в пространстве режимных параметров работы двигателя (например, таких как соотношение компонентов топлива, расход компонентов, давление в камере сгорания и др.), в частности, осуществлять прогнозирование наличия или отсутствия границы устойчивости по тому или иному режимному параметру, а также проводить селекцию вариантов системы смесеобразования по степени демпфирования энергии акустических колебаний.

2.1.1 Проявление высокочастотной неустойчивости рабочего процесса в ЖРД

Прогнозирование устойчивой – неустойчивой работы двигателя требует построения диагностической модели явления той или иной степени сложности. Диагностическая модель диктует выбор средств и процедуру оценки устойчивости в процессе отработки двигателя, а также последующую схему принятия решений. Желательно, чтобы диагностическая модель была достаточно простой, но, тем не менее, адекватно отражала состояние и свойства объекта диагностики как потенциально автоколебательной системы. Адекватность диагностической модели определяет степень достоверности результатов диагноза и принятых на их основе решений.

Основным источником информации об устойчивости горения являются сигналы датчиков пульсаций давления, устанавливаемых в реакционные объемы камер сгорания.

Модельные и натурные эксперименты с камерами сгорания показывают, что на динамически устойчивых режимах работы спектр сигналов датчиков внутрикамерных пульсаций давления, как правило, имеет характер широкополосного шума, на фоне которого выделяется ряд узкополосных составляющих (рисунок 2.1).



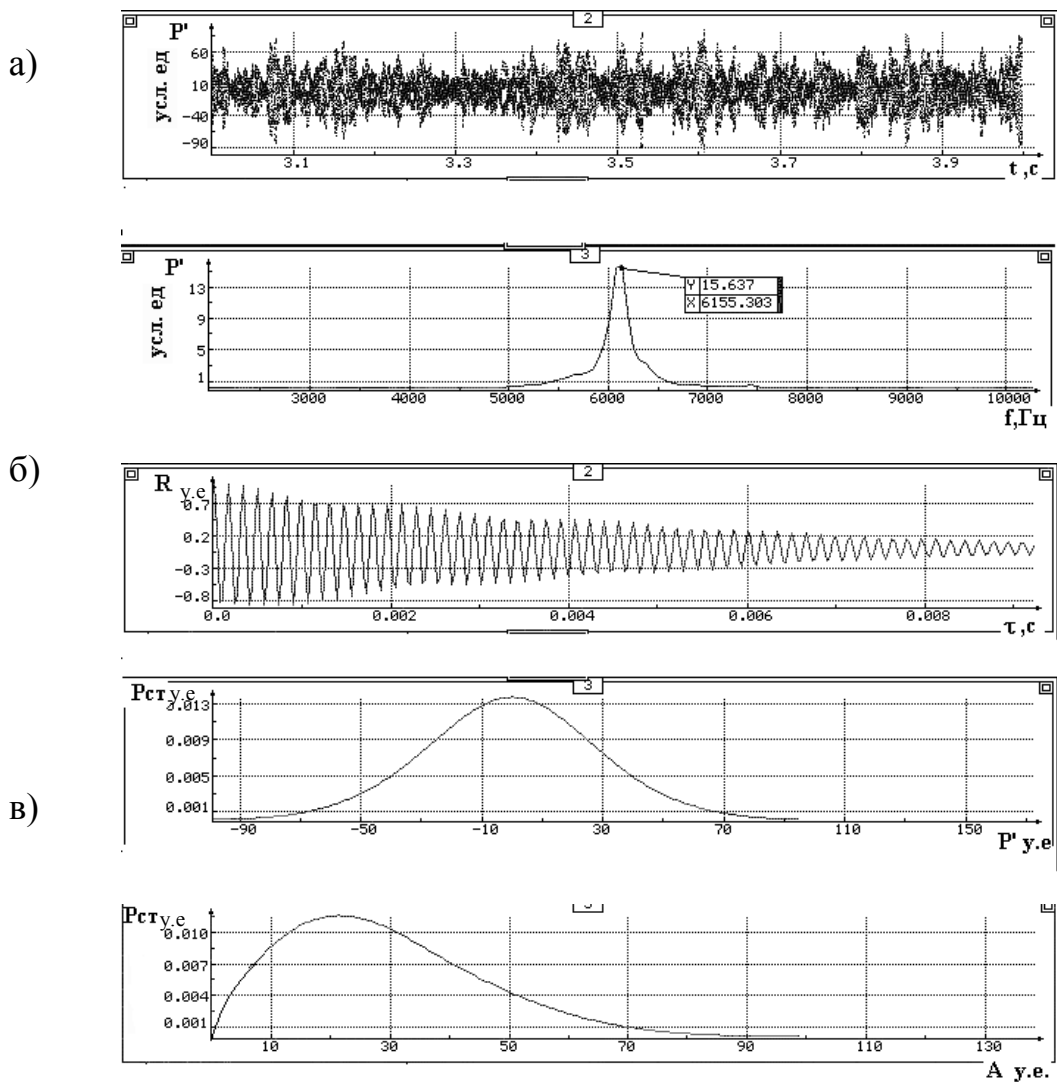
1 – широкополосный шум; 2, 3 – узкополосные составляющие

Рисунок 2.1 – Спектральная плотность мощности внутрикамерного шума

Центральные частоты некоторых представителей этого ряда близки к расчетным для нормальных мод (собственных форм) акустических колебаний реакционного объема камеры сгорания. Временные реализации таких

узкополосных составляющих представляют собой случайно модулированные по амплитуде и фазе квазигармонические сигналы, обладающие следующими статическими характеристикам (рисунок 2.2):

- автокорреляционная функция близка к экспоненциально - косинусной;
- плотность вероятности мгновенных значений близка к гауссовой (нормальной);
- плотность вероятности огибающей (амплитуды) близка к релеевской.

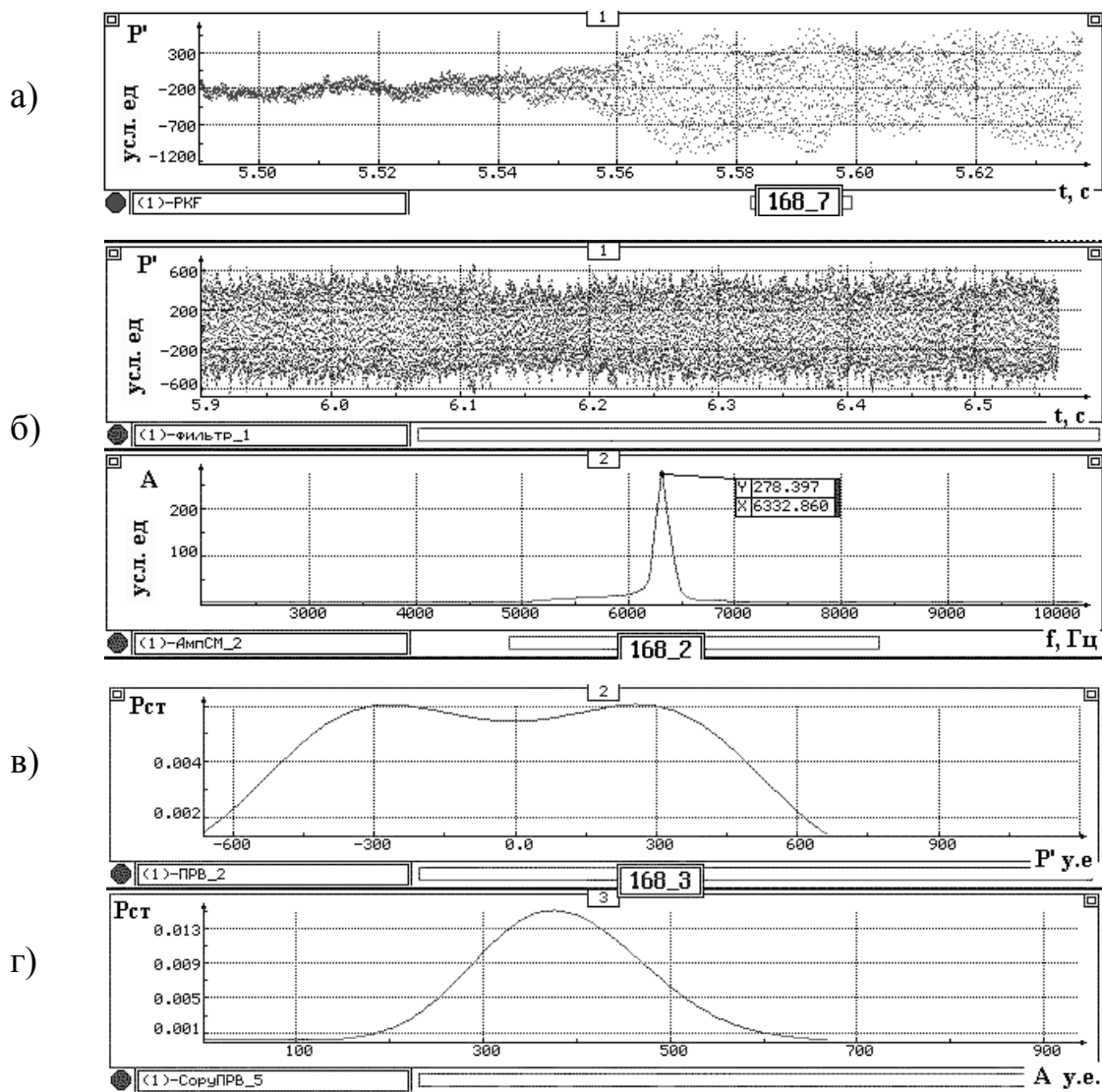


а) – реализация; б) – спектр; в) – автокорреляционная функция; г) – плотность вероятности мгновенных значений; д) – плотность вероятности огибающей.

Рисунок 2.2 – Статистические характеристики сигнала класса «РЛУШ»

Эвристически данная совокупность признаков позволяет идентифицировать наблюдаемые узкополосные составляющие как «резонансный линейный узкополосный шум – РЛУШ».

Высокочастотная неустойчивость рабочего процесса характеризуется переходом динамического режима горения из состояния со случайными малыми колебаниями давления (шумами) в состояние с упорядоченными периодическими автоколебаниями относительно большой амплитуды. При этом одnogорбое гауссово распределение мгновенных значений сигнала датчика пульсаций давления сменяется двугорбым, а распределение амплитуды становится близким к нормальному (рисунок 3.3).



а), б) – реализации; в) – спектр; г) – плотность вероятности мгновенных значений; д) – плотность вероятности огибающей.

Рисунок 2.3 - Статистические характеристики сигнала класса «автоколебания»

Возбуждение регулярных автоколебаний происходит, как правило, на основной частоте, близкой к той или иной частоте собственных форм акустических колебаний реакционного объема камеры сгорания (обычно возбуждаются низшие поперечные моды: первая тангенциальная, вторая тангенциальная; в спектре пульсаций давления иногда присутствуют кратные основной частоте гармоники).

Практика отработки ЖРД, а также лабораторные исследования явления неустойчивости показывают, что в ряде случаев переход из исходного шумового состояния в автоколебательное происходит при достижении теми или иными режимными параметрами камеры сгорания некоторых определенных для конкретного двигателя значений (в терминах теории автоколебаний – бифуркационных значений). В таких случаях принято говорить о наличии «границы устойчивости» в пространстве режимных параметров (таких как давление в камере, соотношение компонентов и др.).

Динамический режим самовозбуждения автоколебаний в подобных случаях принято называть «мягким», подразумевая под этим, что самовозбуждение происходит плавно с уровня внутрикамерных шумов (рисунок 2.3).

Однако сценарий «мягкого» возбуждения автоколебаний при переходе через границу устойчивости по тому или иному режимному параметру не является единственным для камер сгорания. Опыт отработки ЖРД показывает, что в большинстве случаев, по-видимому, реализуется сценарий «жесткого» самовозбуждения, локально устойчивой потенциально автоколебательной системы (рисунок 2.4).

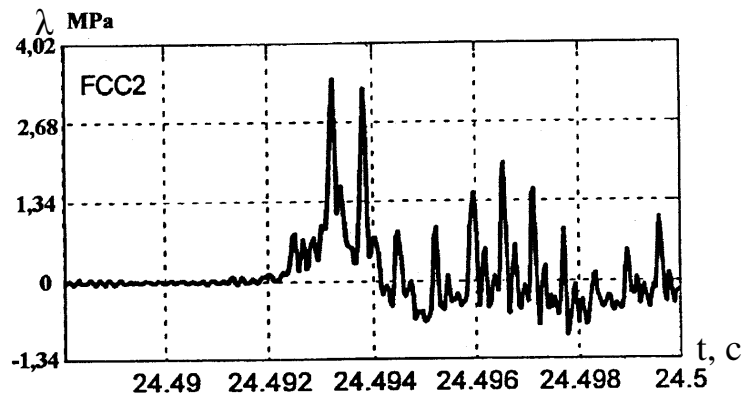


Рисунок 2.4 – Жесткое самовозбуждение автоколебаний в камере сгорания

Возможность «жесткого» возбуждения автоколебаний на том или ином функциональном режиме работы двигателя является наиболее опасным проявлением неустойчивости рабочего процесса в камерах сгорания. В подобных случаях воспроизводимая граница устойчивости в пределах достижимого диапазона изменения режимных параметров может отсутствовать. При этом самовозбуждение автоколебаний может осуществляться «внезапно», иметь статистический характер, в ряде случаев с низкой степенью воспроизводимости явления при фиксированных (контролируемых) условиях подачи компонентов топлива. Рисунки 2.5, 2.6 иллюстрируют этот факт на примере камеры сгорания, работающей по открытой схеме на компонентах «кислород-керосин», со струйной системой смесеобразования.

В частности, на рисунке 2.5 представлен спектральный состав акустического шума камеры сгорания при ее работе на установившемся номинальном режиме по давлению и соотношению компонентов. Составляющая спектра внутрикамерных пульсаций давления $f=1698$ Гц соответствует первой тангенциальной - первой продольной комбинированной моде собственных колебаний реакционного объема камеры сгорания. Оцененный по акустическим шумам декремент этой моды достаточно высок ($\delta T=0,15$).

Следует отметить, что указанный спектральный подъем отражает пульсации давления в полости щелевого резонансного акустического поглотителя, установленного на камере сгорания. Собственно же в реакционном объеме камеры более - менее заметный спектральный подъем в окрестности указанной частоты вообще практически отсутствует (рисунок 2.5). В этой связи, казалось бы, ни что не предвещает возможности самовозбуждения автоколебаний. Тем не менее, на данном испытании, спустя 22с после выхода двигателя на номинальный режим, произошло «взрывоподобное» самовозбуждение автоколебаний на частоте первой тангенциальной - первой продольной моды ($f=1700\text{Гц}$) с амплитудой, близкой к статическому давлению в камере (рисунок 2.6).

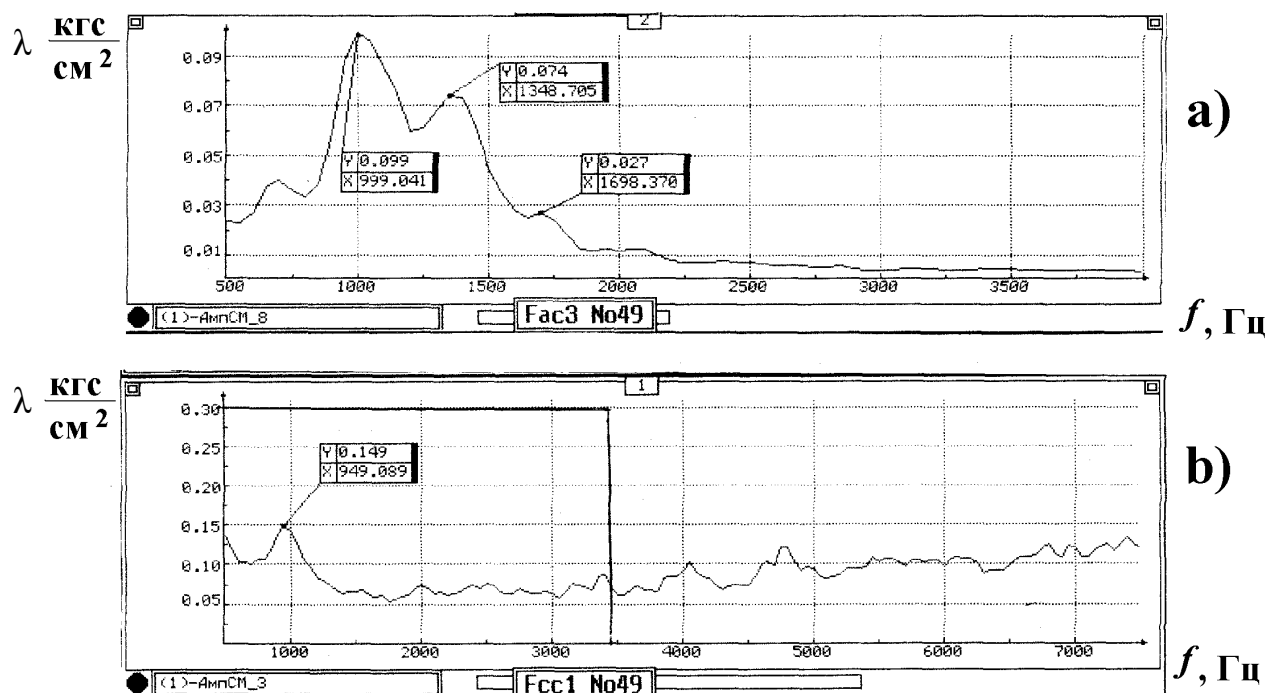


Рисунок 2.5 – Спектральный состав пульсаций давления в камере сгорания на локально устойчивом режиме

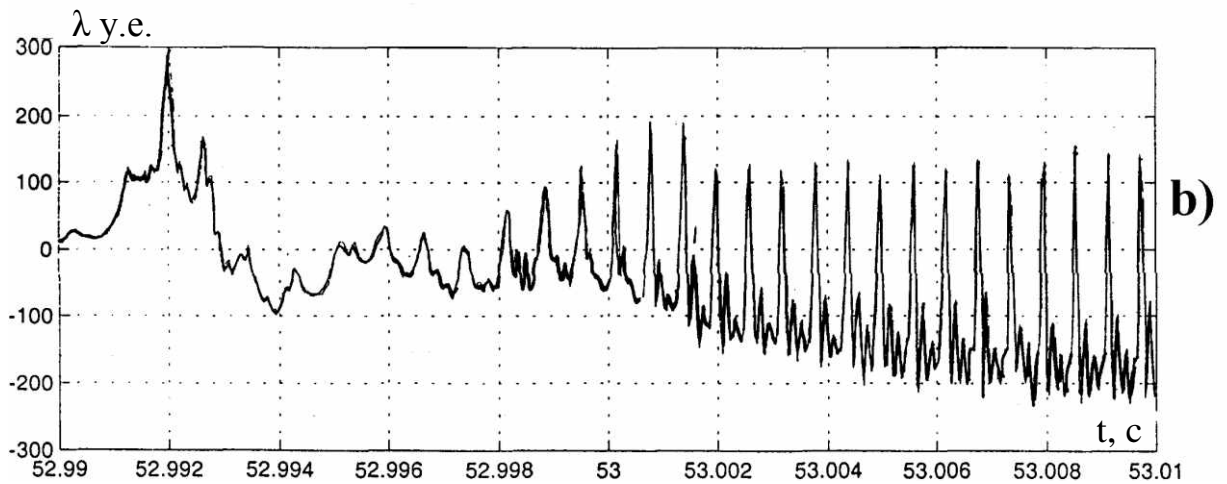
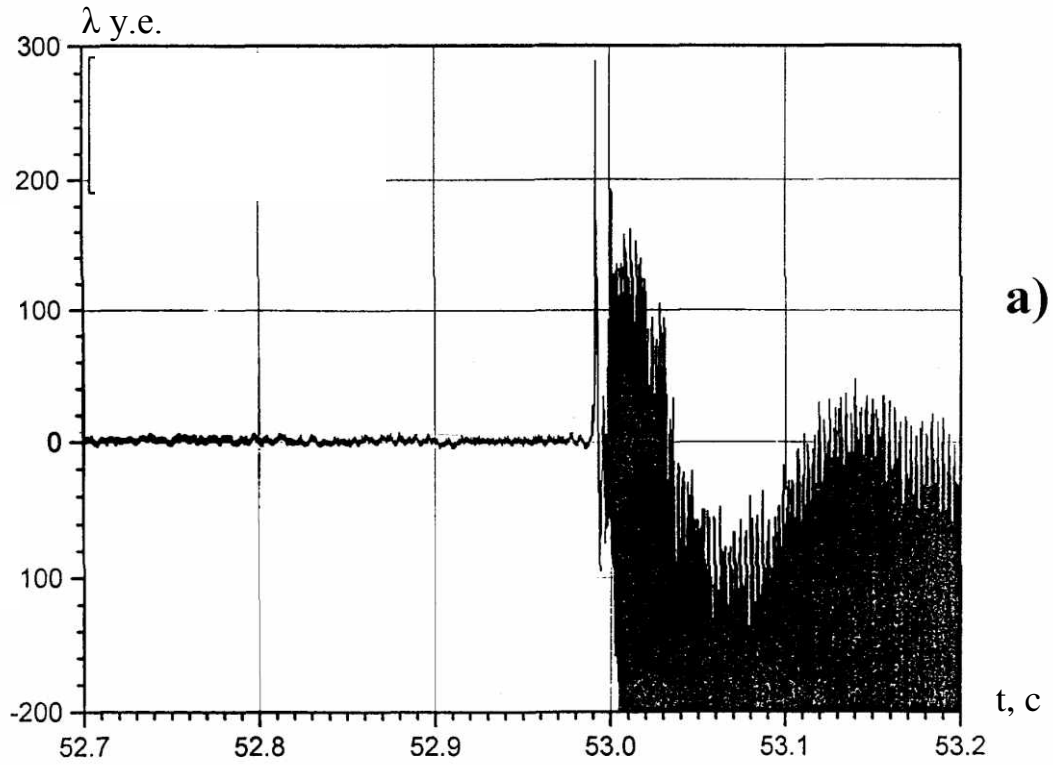


Рисунок 2.6 – Жесткое самовозбуждение автоколебаний в камере сгорания а) – оригинал, б) – растянутая запись.

Возможность «жесткого» возбуждения автоколебаний в камерах сгорания ЖРД потребовала разработки соответствующих моделей и методов диагностики этого негативного явления.

2.1.2 Диагностические модели камеры сгорания как потенциально автоколебательной системы. Показатели устойчивости рабочего процесса

Основным источником информации об устойчивости (неустойчивости) горения в ЖРД являются сигналы датчиков пульсаций давления, установленных в реакционном объеме камеры сгорания (или в предфорсуночных полостях).

Простейшей диагностической моделью камеры сгорания как потенциально автоколебательной системы на «шумовых» режимах ее работы может служить диссипативная динамическая система второго порядка, возбуждаемая случайным широкополосным шумом [1]:

простейшей диагностической моделью камеры сгорания как потенциально автоколебательной системы с мягким самовозбуждением на «шумовых» режимах ее работы может служить диссипативная динамическая система второго порядка, возбуждаемая случайным широкополосным шумом:

$$\frac{d^2 Y_v}{dt^2} + 2\delta_v(\Pi, \lambda v) \frac{dY_v}{dt} + \omega_{ov}^2 Y_v = \omega_{ov}^2 \xi(t), \quad (3.1)$$

$$\frac{\omega_{ov}}{\delta_v} \gg 1, \quad \delta_v(\Pi) = (\delta_{v\varnothing} - \delta_{vr}) \gg 0$$

(по одному уравнению (3.1) на каждую моду нормальных акустических колебаний внутрикамерного объема).

Здесь:

Y_v – временная реализация узкополосного случайного процесса,

ω_{ov} – круговая частота собственных колебаний (без затухания),

t – время,

$\delta_{v\varnothing}, \delta_{vr}$ – соответственно коэффициенты диссипации и генерации акустической энергии v -й моды нормальных колебаний, являющиеся функциями параметров Π режима работы камеры сгорания,

$\xi(t)$ – стационарное нормальное случайное широкополосное воздействие (шум турбулентного горения).

В рамках динамической модели (3.1) декремент малых колебаний

$d_v = \delta_v T_v$ в окрестности резонансной частоты $f_v = \frac{1}{T_v}$ реакционного объема

камеры сгорания является диагностическим показателем запаса линейной устойчивости процесса горения, ибо [15]:

$$d_v = \delta_v T_v = \frac{dE}{2E_3 dt} = \frac{E_\delta - E_r}{2E_3}, \quad (3.2)$$

где

T_v – период колебаний;

E_δ – акустическая энергия, диссипируемая колебательной системой за период колебаний;

E_r – акустическая энергия, генерируемая колебательной системой за период колебаний;

E_3 – акустическая энергия, запасенная системой за период колебаний.

С точки зрения диагностики неустойчивости принципиально важно, что при наличии в правой части уравнения (3.1) случайного источника $\xi(t)$, моделирующего широкополосное воздействие шума турбулентного горения, параметры модели, а именно: собственная круговая частота ω_{ov} и коэффициент демпфирования δ_v идентифицируемы, т.е. могут быть восстановлены по наблюдаемой реализации $Y_v(t)$. В частности, при линейном механизме формирования сигнала в окрестности резонансной частоты ν -той

моды акустических колебаний реакционного объема камеры сгорания ширина пика Δf спектральной плотности $S(f)$ сигнала $Y(t)$ на уровне $0,5S_{\max}$ пропорциональна величине декремента ν -й моды [16].

$$d_\nu = \delta_\nu T_\nu = \frac{\pi \Delta f_\nu}{f_\nu}, \quad (3.3)$$

где T_ν – период колебаний ν -й моды.

Используя условия малости изменения амплитуды и фазы за период колебаний и применяя известный метод усреднения [16,17], можно получить следующее эволюционное уравнение, описывающее динамику ν -й нормальной моды рассматриваемой потенциально автоколебательной системы

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\delta_\nu(\lambda) \cdot \lambda + \omega_{0\nu}^2 \cdot \frac{N_o}{8\lambda} + \varepsilon(t). \quad (3.4)$$

Здесь:

$\lambda(t)$ – амплитуда (огibaющая) колебаний ν -й моды,

$\delta_\nu(\lambda)$ – коэффициент диссипации-генерации акустической энергии, является функцией амплитуды колебаний λ_ν -й моды,

$\omega_{0\nu}$ – собственная (резонансная) круговая частота ν -й моды,

$N_o = const$ – спектральная интенсивность случайного шумового воздействия в окрестности резонансной частоты ω_ν ;

$\varepsilon(t)$ – нормальная случайная дельта - коррелированная функция с нулевым средним.

В целях упрощения записи в дальнейшем мы будем опускать индекс ν , показывающий принадлежность параметров модели ν -й моде нормальных колебаний реакционного объема камеры сгорания в силу того, что мы используем одномодовое приближение.

Вид функциональной зависимости $\delta = \delta(\lambda)$ определяет принадлежность камеры сгорания к классу потенциально автоколебательных систем (ПАС):

- с «мягким» самовозбуждением автоколебаний;
- с «жестким» самовозбуждением автоколебаний.

Гипотетические зависимости $\delta = \delta(\lambda)$ для ПАС с «мягким» самовозбуждением автоколебаний представлены на рисунке 2.7.

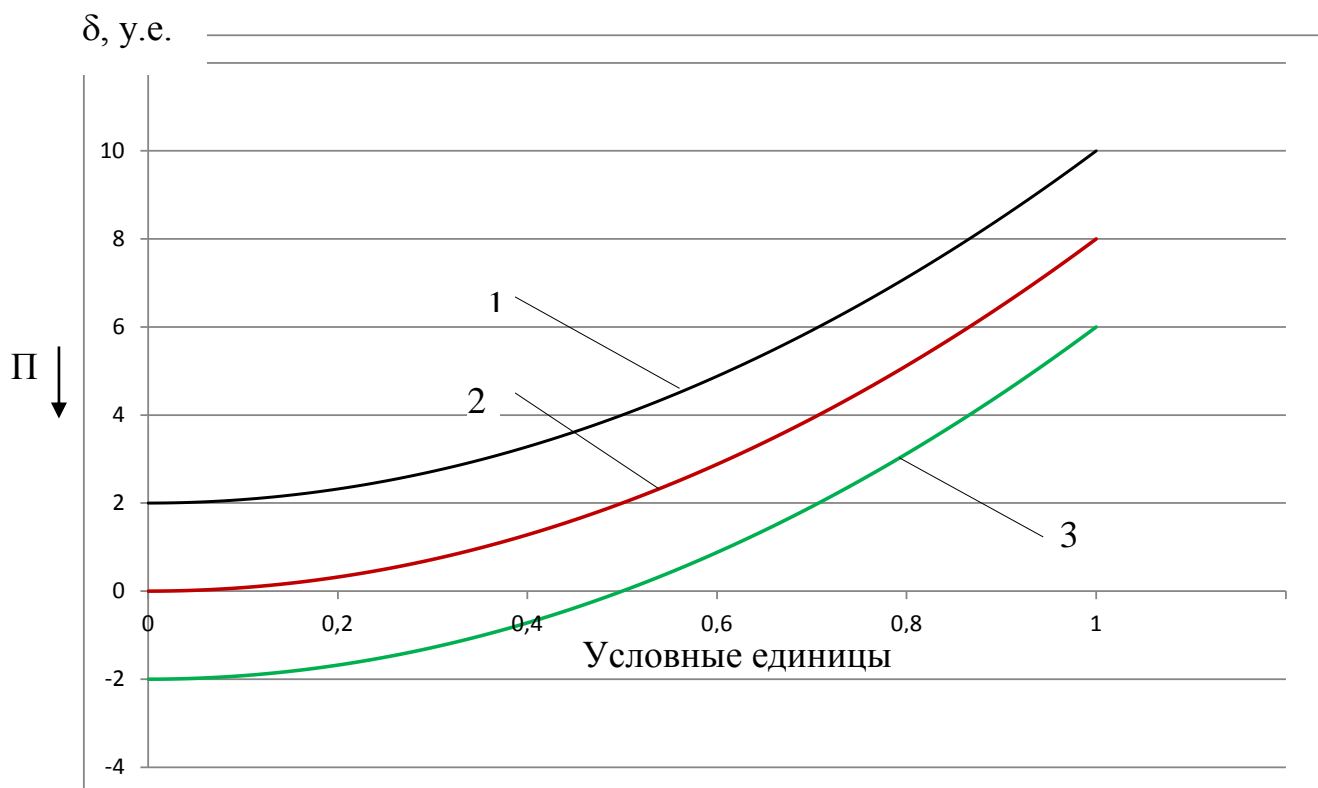


Рисунок 2.7 – Гипотетические зависимости $\delta = \delta(\lambda)$ для потенциально автоколебательной системы с «мягким» самовозбуждением автоколебаний

На этом рисунке:

- 1 – система до границы устойчивости;
 - 2 – система на границе устойчивости;
 - 3 – система в области неустойчивости;
- П – некоторый режимный (управляющий) параметр работы камеры сгорания;

↓ – направление изменения режимного параметра П;

УПЦ – устойчивый предельный цикл автоколебаний.

Данные зависимости построены согласно выражению $\delta(\lambda) = \delta_0 + \delta_1(\lambda)$.

В данном случае:

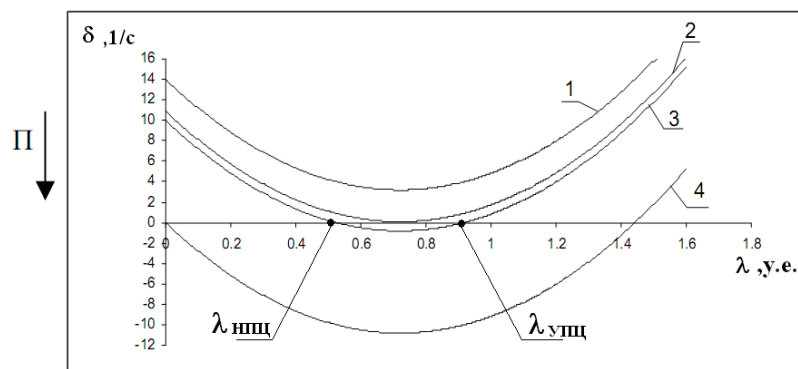
1 – $\delta(\lambda) = 2 + 8\lambda^2$, $\delta_0 = 2$ – система до границы устойчивости;

2 – $\delta(\lambda) = \delta(\lambda) = 8\lambda^2$, $\delta_0 = 0$ – система на границе устойчивости;

3 – $\delta(\lambda) = (-2 + 8\lambda^2)$, $\delta_0 = -2$ – система за границей устойчивости;

↓ – направление изменения режимного параметра П.

Гипотетические зависимости $\delta = \delta(\lambda)$ для системы с «жестким» самовозбуждением автоколебаний представлены на рисунке 2.8



(↓ – направление изменения режимного параметра П)

Рисунок 2.8 – Гипотетические зависимости коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний

На этом рисунке:

- 1 – система в области устойчивости;

- 2 – система на границе устойчивости;
- 3 – система в области потенциальной неустойчивости (в области жесткого возбуждения);
- 4 – система в области абсолютной неустойчивости.

В аналитическом виде представленные на рисунке 2.8 гипотетические зависимости имеют следующие выражения:

для первой зависимости $\delta(\lambda) = 20,8\lambda^2 - 30\lambda + 14$;

для второй зависимости $\delta(\lambda) = 20,8\lambda^2 - 30\lambda + 10,9$;

для третьей зависимости $\delta(\lambda) = 20,8\lambda^2 - 30\lambda + 10$;

для четвертой зависимости $\delta(\lambda) = 20,8\lambda^2 - 30\lambda$.

Динамические системы подобного класса (с «жестким» самовозбуждением автоколебаний) представляют для нас наибольший интерес в силу специфики их поведения в пространстве режимных управляющих параметров Π .

Предварительно рассмотрим гипотетически идеальный случай автономного поведения динамической системы с «жестким» самовозбуждением, т.е. когда стационарное случайное воздействие отсутствует ($N_0=0$, $\varepsilon=0$). Для этого случая имеем следующее эволюционное уравнение для амплитуды колебаний:

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\delta(\lambda) \cdot \lambda. \quad (3.5)$$

Для динамической системы (3.5) с зависимостями $\delta = \delta(\lambda)$ в пространстве режимных управляющих параметров Π , представленными на рисунке 2.8, могут существовать области абсолютной устойчивости, области «жесткого» возбуждения и области абсолютной неустойчивости с соответствующими границами. В области «жесткого» возбуждения автоколебаний автономная система (3.5) имеет три состояния динамического равновесия (см. кривую 3, рис.2.8):

- устойчивое $\lambda=0$ – отсутствие автоколебаний;

– неустойчивое $\lambda = \lambda_{\text{нпц}}$ – неустойчивый предельный цикл автоколебаний;

– устойчивое $\lambda = \lambda_{\text{упц}}$ – устойчивый предельный цикл автоколебаний.

Одно из двух возможных состояний динамического равновесия, в котором может находиться эволюционирующая система (в состоянии $\lambda = \lambda_{\text{упц}}$ или $\lambda = 0$), определяется начальными условиями и возмущениями, имеющимися в системе. Переход динамической системы из одного состояния в другое может быть осуществлен посредством внешнего импульса.

Предположим, что в исходном состоянии в системе автоколебания отсутствуют ($\lambda = 0$). Если амплитуда отклика системы на введенное импульсное возмущение не превосходит значения НПЦ ($\lambda_0 < \lambda_{\text{нпц}}$), то колебания со временем затухают. Если же амплитуда отклика превзошла амплитуду неустойчивого предельного цикла ($\lambda > \lambda_{\text{нпц}}$), то в системе развиваются автоколебания с амплитудой $\lambda_{\text{упц}}$. Таким образом, состояние динамического равновесия ($\lambda = 0$) устойчиво лишь по отношению к возмущениям ограниченной амплитуды.

Наличие в некоторой области пространства режимных управляющих параметров двух состояний устойчивого динамического равновесия обуславливает возникновение динамического гистерезиса амплитуд колебаний.

Гистерезисная зависимость амплитуды колебаний λ от некоторого режимного параметра (Π) представлена на рисунке 2.9 (граница области гистерезиса построена по кривым $\delta = \delta(\lambda)$, рисунок 2.8).

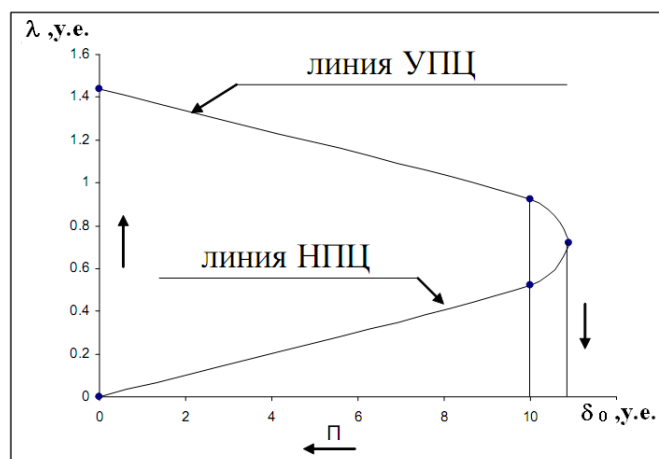


Рисунок 2.9 – Гистерезисная зависимость амплитуды колебаний λ от некоторого режимного параметра Π

Как и в модели с «мягким» самовозбуждением, в модели с «жестким» самовозбуждением величина δ_0 (или $d_0 = \delta_0 T$) является показателем запаса линейной устойчивости при движении системы в пространстве режимных управляющих параметров. Тенденция изменения $d_0(\Pi)$ (увеличение или уменьшение при изменении режимного параметра Π) может свидетельствовать о приближении функционального режима работы камеры сгорания к границе устойчивости по параметру Π (или удалении от нее).

Тестом на принадлежность исследуемого режима работы камеры сгорания области «жесткого» возбуждения является ввод искусственных импульсных возмущений в реакционный объем камеры сгорания. Если ввод возмущения приводит к возбуждению незатухающих автоколебаний, то это является признаком наличия неустойчивого предельного цикла – репеллера (с указанием на то, что исследуемый режим принадлежит области колебательного гистерезиса).

Обратимся к модели (3.4) со случайным членом $\varepsilon = \varepsilon(t)$ в правой части.

При условии, что $\varepsilon(t)$ – белый шум, а $\lambda(t)$ – медленноменяющаяся функция по сравнению с периодом колебаний, эволюционное уравнение (3.4) описывает одномерный марковский случайный процесс с коэффициентами «сноса»

$$\alpha(\lambda_v) = -\delta(\lambda_v) \cdot \lambda_v + \omega_o^2 N_o / 8\lambda_v \quad (3.6)$$

и «диффузии»

$$b(\lambda_v) = \frac{\omega_{ov}^2 \cdot N_o}{4} \quad (3.7)$$

Стохастическому дифференциальному уравнению (3.4) можно поставить в соответствие уравнение Фоккера – Планка – Колмогорова для стационарной плотности вероятности амплитуды $W_{cm}(\lambda)$ [17]

$$\frac{d}{d\lambda} [b(\lambda) \cdot W_{cm}(\lambda)] - 2a(\lambda) \cdot W_{cm}(\lambda) = -2G \quad (3.8)$$

с граничными условиями

$$G(0, t) = G(\infty, t) = 0,$$

где G – поток вероятности через границы.

Решением (1.8) является

$$\begin{aligned} P_{st}(\lambda) &= c \cdot \lambda \cdot \exp \left[2 \int_o^\lambda \frac{a(x)}{b(x)} dx \right] = c \cdot \lambda \exp - \frac{8}{\omega_o^2 N_o} \int_o^\lambda x \cdot \delta(x) dx = \\ &= c_1 \cdot \lambda \exp \left[- \frac{1}{\delta_o \sigma^2} \int_o^\lambda \lambda \delta(\lambda) d\lambda \right], \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\text{где } \sigma^2 = \frac{N_o \cdot \omega_o^2}{4\delta}. \quad (3.10)$$

Коэффициент $c_1 = const$ находится из условия нормировки

$$\int_o^\infty W_{cm}(\lambda) d\lambda = 1$$

В частном случае линейной модели $\delta(\lambda) = \delta = const$ распределение (3.9) приводит к экспериментально наблюдаемому распределению Релея амплитуды колебания λ .

$$W_{cm}(\lambda) = \frac{\lambda}{\sigma^2} e^{-\frac{\lambda^2}{2\sigma^2}} \quad (3.11)$$

Сначала рассмотрим потенциально автоколебательную систему с «мягким» самовозбуждением автоколебаний.

Положим для определенности:

$$\frac{8}{\omega_o^2 \cdot N_o} = 22,6 ;$$

$$\omega_o = 11034 \text{ 1/с.}$$

Система до границы устойчивости.

Плотность распределения вероятности амплитуды колебаний

$$\begin{aligned} W_{cm}(\lambda) &= c \cdot \lambda \cdot \exp\left(-\frac{8}{\omega_o^2 \cdot N_o} \int_0^\lambda x \cdot \delta(x) dx\right) = c \cdot \lambda \cdot \exp\left[-22,6 \int_0^\lambda x(8x^2 + 2) dx\right] = \\ &= c \cdot \lambda \cdot \exp\left[-(45,2\lambda^4 + 22,6\lambda^2)\right]. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Система на границе устойчивости.

$$W_{cm}(\lambda) = c \cdot \lambda \cdot \exp\left[-22,6 \int_0^\lambda x \cdot 8x^2 \cdot dx\right] = c \cdot \lambda \cdot \exp(-45,2\lambda^4) \quad (3.13)$$

Система за границей устойчивости.

$$W_{cm}(\lambda) = c \cdot \lambda \cdot \exp\left[-22,6 \int_0^\lambda x(8x^2 - 2) dx\right] = c \cdot \lambda \cdot \exp(-45,2\lambda^4 + 22,6\lambda^2) \quad (3.14)$$

Плотности распределения вероятности амплитуды для рассмотренных гипотетических случаев представлены на рисунке 2.10.

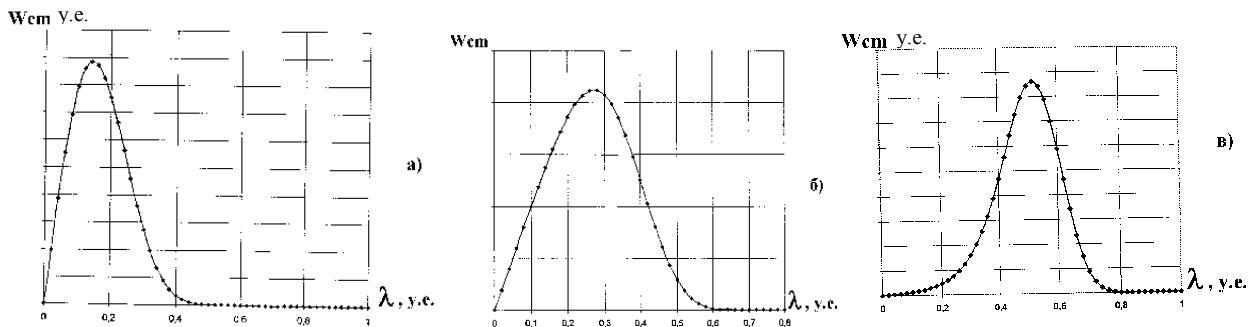


Рисунок 2.10 – Трансформация плотности распределения вероятности амплитуды при переходе через границу устойчивости: а) – до границы; б) – на границе; в) – за границей устойчивости

Естественно, что приведенные расчеты носят качественно - иллюстративный характер, однако они все же отражают существо явления «мягкого» возбуждения автоколебаний в простейшей гипотетической потенциально автоколебательной системе.

Теперь рассмотрим систему с «жестким» самовозбуждением автоколебаний.

Введем потенциальную функцию в виде:

$$\phi(\lambda) = -\sigma^2 \left[\int_0^\lambda \frac{\alpha(z)}{b(z)} dz \right]. \quad (3.15)$$

Здесь: $\sigma^2 = \frac{\omega_o^2 N_o}{4\delta_o}$, $a(z)$ и $b(z)$ – соответственно, коэффициенты «сноса» и «диффузии», определяемые выражениями (3.6) и (3.7).

На рисунке 2.11 представлены плотности вероятности амплитуды колебаний $W_{cm}(\lambda)$ для зависимостей $\delta = \delta(\lambda)$, представленных на рисунке 2.8 (кривые 1, 2, 4). Зависимости $W_{cm}(\lambda)$ получены из (3.4) путем подстановки соответствующих выражений для $\delta(\lambda)$.

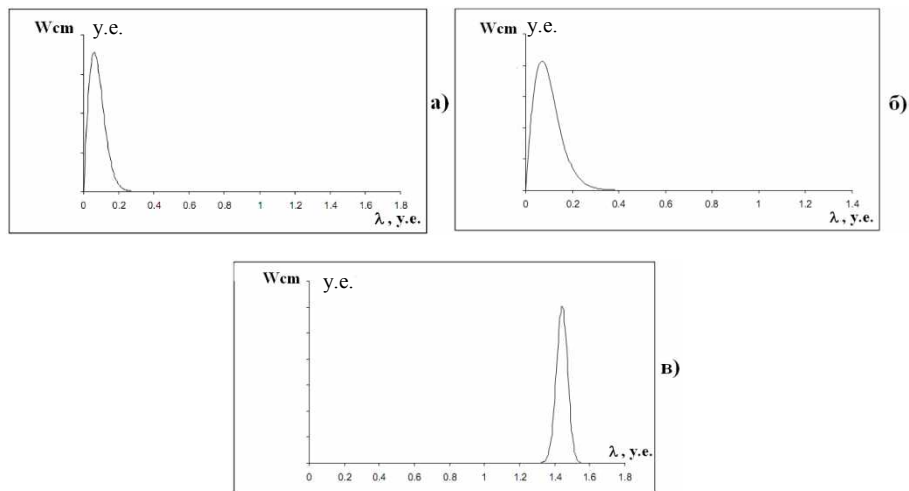


Рисунок 2.11 – Плотности вероятности амплитуды на устойчивом режиме – а), на границе устойчивости – б) и в режиме автоколебаний – в)

На рисунке 2.12 представлена потенциальная функция (3.15) для системы, находящейся в области динамического гистерезиса (см. кривую 3 зависимости $\delta = \delta(\lambda)$, рисунок 2.8).

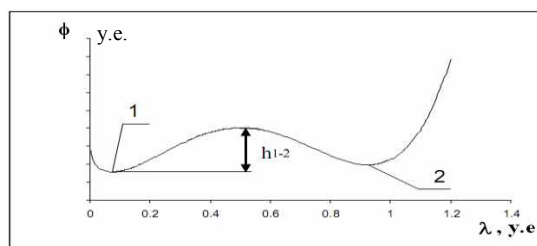


Рисунок 2.12– Потенциальная функция в области жесткого возбуждения

Как видим, потенциальная функция имеет два минимума, соответствующие устойчивым состояниям динамического равновесия: левый – шумовому и правый – автоколебательному.

Таким образом, задача о самовозбуждении системы, описываемой уравнением (3.4), сводится к классической задаче перехода через потенциальный барьер h_{1-2} изображающей точки, первоначально находящейся в левой потенциальной яме (в положении 1) в правую (в положение 2, рисунок 2.12).

Стационарное распределение плотности вероятности (3.12) для конкретного вида функции $\delta = \delta(\lambda)$ (рисунок 2.8, кривая 3, область гистерезиса), удовлетворяющей условиям существования неустойчивого и устойчивого предельных циклов, представлено на рисунке 2.13.

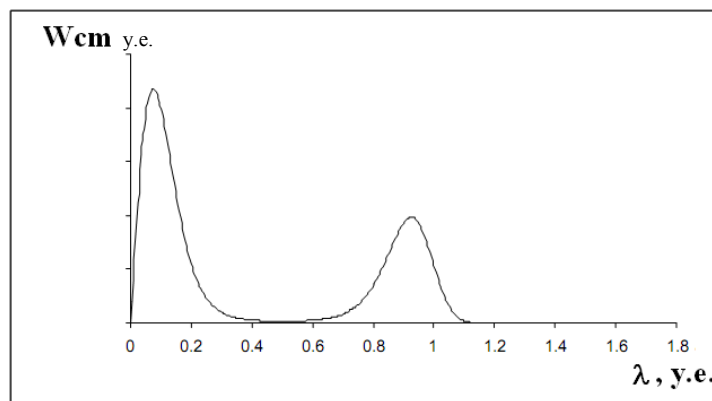


Рисунок 2.13 – Плотность вероятности амплитуды колебаний в области жесткого возбуждения

Как видим, это распределение бимодально. Максимумы плотности вероятности соответствуют минимумам потенциальной функции $\phi(\lambda)$. Минимум плотности вероятности соответствует максимуму потенциальной функции $\phi(\lambda)$, т.е. неустойчивому предельному циклу. Левый минимум потенциальной функции соответствует локально устойчивому (до некоторого уровня амплитуд колебаний) шумовому состоянию системы (работе камеры сгорания в режиме фильтрации широкополосного шума турбулентного горения). Правый минимум потенциальной функции соответствует

автоколебательному состоянию системы (работе камеры сгорания в режиме периодических автоколебаний).

Находясь изначально в левой потенциальной яме, система допускает возможность спонтанного, индуцированного шумом $\varepsilon(t)$, перехода через потенциальный барьер h_{1-2} в правую потенциальную яму, т.е. в автоколебательное состояние.

При работе камеры в исходном шумовом состоянии шум турбулентного горения $\varepsilon(t)$ постоянно «прощупывает» колебательную систему на динамическую устойчивость, изредка переводя ее (в ансамбле реализаций исходного шумового состояния) в правую потенциальную яму, соответствующую состоянию автоколебаний.

Существенно, что самовозбуждение автоколебаний в камере сгорания под действием стационарного широкополосного шума горения принципиально стохастично, а именно: невозможно априори указать время конкретного акта самовозбуждения т.е. перехода системы из шумового состояния в автоколебательное. Среднее время ожидания акта самовозбуждения зависит от вида функции $\chi(\lambda)$ и интенсивности «внешнего» шумового воздействия N_0 .

Если потенциальный барьер h_{1-2} очень высок (что соответствует большой амплитуде НПЦ, а интенсивность шума мала, то время ожидания перехода может оказаться очень большим (в сравнении с временем работы двигателя). Соответственно, самовозбуждение автоколебаний – редким событием. Таким образом, теоретически вероятность перехода «шум \rightarrow автоколебания» за время работы двигателя $t_{\text{раб}}$ может быть исчезающе малой. И наоборот, при низком потенциальном барьере h_{1-2} и высокой интенсивности входного шумового воздействия в системе возможно возникновение перехода типа «шум \rightarrow автоколебания» с малым временем ожидания. Следует отметить, что «мягкие» системы подобными свойствами не обладают.

В системе с «жестким» самовозбуждением переход из исходного шумового состояния 1 в автоколебательное 2 может быть осуществлен введением в камеру сгорания возмущающего импульса, достаточного для преодоления изображающей точкой потенциального барьера h_{1-2} («жесткое» возбуждение системы внешним импульсом). Для этого необходимо, чтобы после ввода возмущения в системе развились колебания с амплитудной $\lambda > \lambda_{\text{нпц}}$.

2.1.3 Концепция запаса динамической устойчивости в потенциально автоколебательной системе с «жестким» самовозбуждением

В общем случае запас устойчивости на том или ином стационарном, режиме работы двигателя определяется вероятностью самовозбуждения автоколебаний за время работы на исследуемом режиме.

В рамках эволюционной модели (3.4) с «жестким» самовозбуждением автоколебаний запас динамической устойчивости рабочего процесса в камере сгорания определяется вероятностью устойчивой работы камеры $P_{\text{ур}}$ на конкретном режиме в течение заданного времени $t_{\text{раб}}$:

$$P_{\text{ур}} = 1 - P_{\text{нр}}, \quad (3.16)$$

где $P_{\text{нр}}$ – вероятность неустойчивой работы.

Задачу о самовозбуждении автоколебаний в системе, описываемой динамической моделью (3.4), можно сформулировать следующим образом.

Пусть в начальный момент времени t_0 случайный процесс $\lambda(t)$ имеет определенное значение $\lambda(t_0) = \lambda_0$, находящееся в окрестности левого минимума потенциала ϕ , т.е. внутри интервала $(0 \dots \lambda_{\text{нпц}})$, (рисунок 2.13). Требуется найти вероятность самовозбуждения системы за время $t \leq t_{\text{раб}}$.

При условии $t_{\text{раб}} \ll \bar{T}$ такая вероятность равна [18]

$$P_{\text{нр}} = 1 - \exp\left(\frac{-t_{\text{раб}}}{2\bar{T}}\right) \approx \frac{t_{\text{раб}}}{2\bar{T}}. \quad (3.17)$$

Здесь \bar{T} – среднее время, по истечении которого в первый раз случайный процесс $\lambda(t)$ достигнет границы Γ , соответствующей амплитуде неустойчивого предельного цикла $\Gamma = \lambda_{\text{нпц}}$.

Среднее время первого достижения границы Марковским процессом $\lambda(t)$ удовлетворяет уравнению [17]:

$$\frac{1}{2}b(\lambda)\frac{d^2\bar{T}}{d\lambda^2} + a(\lambda)\frac{d\bar{T}}{d\lambda} + 1 = 0, \quad (3.18)$$

с граничными условиями:

$$\bar{T}(\lambda = \Gamma) = 0 \quad \text{– условие поглощающей границы;}$$

$$\frac{d\bar{T}}{d\lambda}(\lambda = c) = 0 \quad \text{– условие отражающей границы.}$$

Начальные условия:

$$t = t_0, \quad \lambda(t_0) = \lambda_0.$$

Здесь: $b(\lambda)$ и $a(\lambda)$ – соответственно коэффициенты «диффузии» и «сноса», определяемые выражениями (3.6) и (3.7).

При этих условиях решение уравнения (3.18) имеет вид:

$$\bar{T} = 2 \int_{\lambda_0}^{\Gamma} e^{-\phi(x)} \int_0^x \frac{e^{\phi(y)}}{b(y)} dy dx, \quad (3.19)$$

где

$$\phi(x) = 2 \int_{\lambda_0}^x \frac{a(x)}{b(x)} dx. \quad (3.20)$$

Обозначив

$$F(X) = F(Y) = F\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) = \frac{\delta(\lambda/\sigma)}{\delta_0},$$

и, подставив в (3.19), получим расчетное соотношение:

$$T\delta_0 = \int_0^{\lambda_{\text{нпц}}/\sigma} \frac{\exp\left(\int_0^x F(X)X dX\right)}{X} \int_0^x \frac{Y}{\exp\left(\int_0^y F(Y)Y dY\right)} dY dX, \quad (3.21)$$

где δ_0 – начальное значение коэффициента затухания (при $\lambda \rightarrow 0$),

$$\sigma = \sqrt{\frac{\omega_0^2 \cdot N_0}{4\delta_0}}$$

На рисунке 2.14 и в таблице 3 даны примеры оценки среднего значения времени ожидания достижения случайным процессом $\lambda(t)$ уровня $\lambda_{\text{НПЦ}}$ $\lambda_{\text{впц}} = 15\sigma$ для трех видов гипотетической зависимости

$$F\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) = \left(1 - \frac{x^2}{\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)_{\text{НПЦ}}^2}\right), \quad (3.22)$$

$$F\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) = \left(1 - \frac{x}{\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)_{\text{НПЦ}}}\right), \quad (3.23)$$

$$F\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) = \left(1 - \sqrt{\frac{x}{\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)_{\text{НПЦ}}}}\right). \quad (3.24)$$

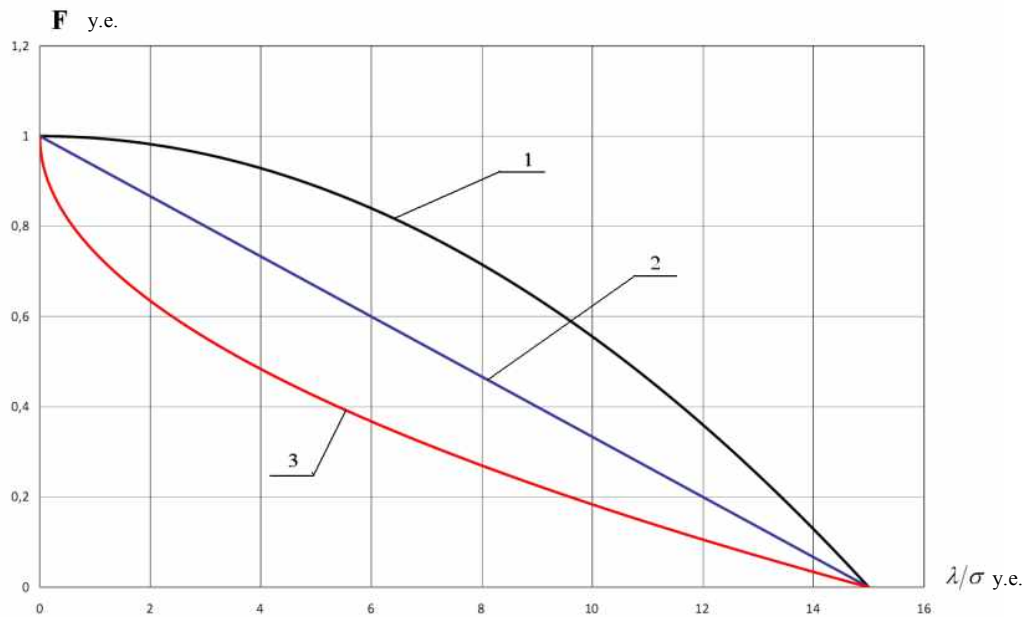


Рисунок 2.14 – Гипотетические зависимости $F=F(X)$:

$$1 - F = 1 - X^2/15^2; \quad 2 - F = 1 - X/15; \quad 3 - F = 1 - \sqrt{X/15}$$

В данном случае $\delta_0 = 100$ 1/с, $(\lambda/\sigma)_{\text{НПЦ}} = 15$, время работы двигателя 500с.

Таблица 3 – Результаты расчета среднего времени первого достижения процессом $\lambda(t)$ уровня 15σ и вероятности неустойчивой работы

Функция F	\bar{T}	$P=t_p/2\bar{T}$
$1-X^2/15^2$	$8,5412 \cdot 10^{21}$	$29 \cdot 10^{-21}$
$1-X/15$	$1,9452 \cdot 10^{14}$	$128 \cdot 10^{-14}$
$1-\sqrt{X/15}$	$1,7803 \cdot 10^8$	$140 \cdot 10^{-8}$

Рисунок 2.15 иллюстрирует зависимости среднего значения времени достижения уровня НПЦ от амплитуды колебания для функций

$$1) \quad F\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) = \left(1 - \frac{x^2}{\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)_{\text{НПЦ}}^2}\right), \quad 2) \quad F\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right) = \left(1 - \sqrt{\frac{x}{\left(\frac{\lambda}{\sigma}\right)_{\text{НПЦ}}}}\right)$$

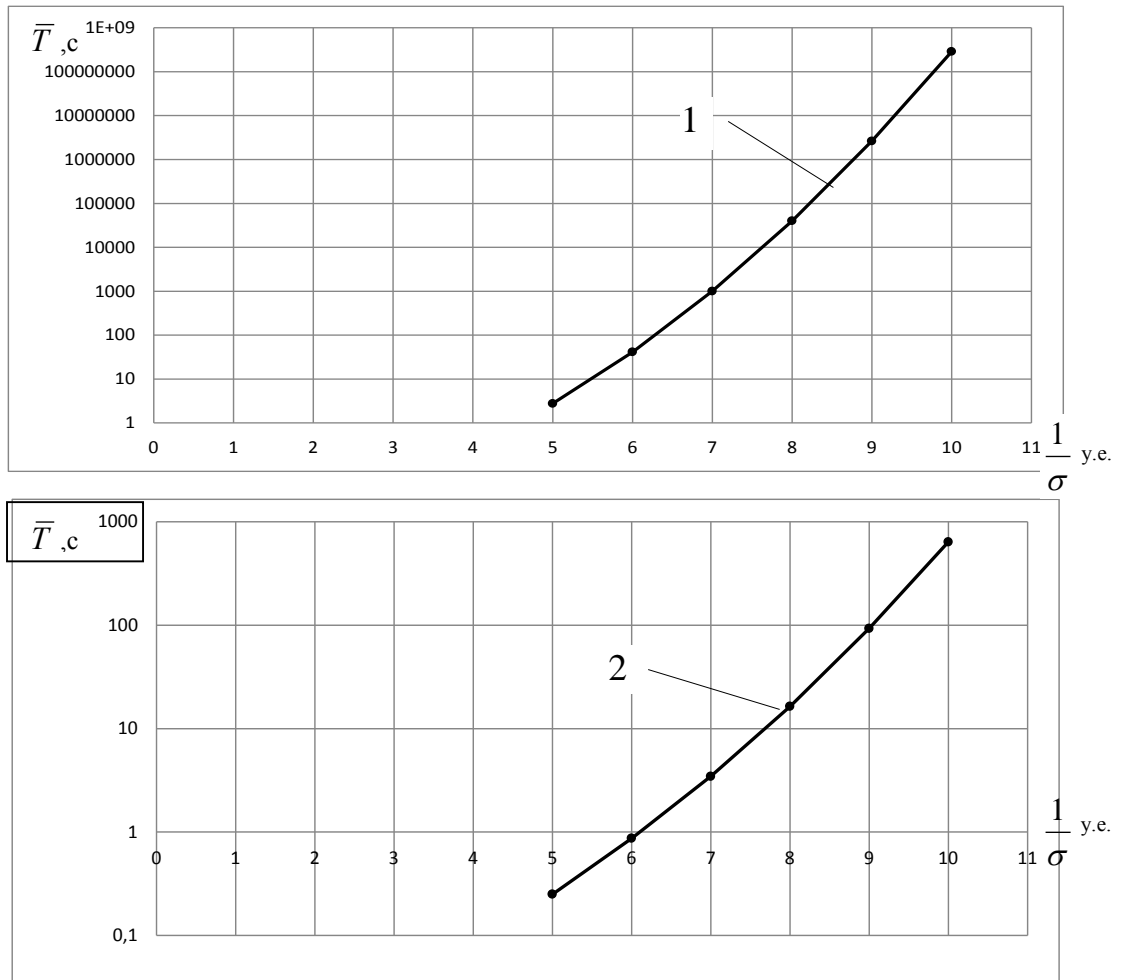


Рисунок 2.15– Зависимости среднего значения времени достижения уровня НПЦ от амплитуды колебаний

Как видим, вид зависимости $\delta=\delta(\lambda/\sigma)$ (или $F=F(\lambda/\sigma)$) сильнее всего сказывается на времени первого достижения случайным процессом $\lambda(t)$ границы НПЦ и, соответственно, на вероятности неустойчивой работы камеры сгорания.

Наихудшей с точки зрения возможности самовозбуждения автоколебаний является зависимость вида

$$F(\lambda/\sigma) = \left(1 - \sqrt{\frac{x}{(\lambda/\sigma)_{\text{НПЦ}}}} \right)$$

Проведенное рассмотрение показывает, что для оценки вероятности возбуждения автоколебаний за время работы двигателя на исследуемом режиме необходимы экспериментальные оценки следующих параметров:

- уровня неустойчивого предельного цикла $\lambda_{\text{НПЦ}}$;
- вида зависимости $\delta=\delta(\lambda)$;
- уровня внутрикамерного шума в окрестности исследуемого резонансного подъема.

Оценку уровня неустойчивого предельного цикла можно осуществить с помощью серии искусственных импульсных возмущений с нарастающей интенсивностью:

$$A_H < (\lambda_{\text{НПЦ}}) < A_B,$$

где A_H – максимальная амплитуда отклика на импульсное возмущение, еще не приводящее к возбуждению автоколебаний; A_B – максимальная (начальная) амплитуда отклика на импульсное возмущение, приводящее к возбуждению автоколебаний.

Оценку же вида зависимости $\delta_v=\delta_v(\lambda)$ с использованием метода импульсных возмущений провести значительно сложнее. Это связано со следующими обстоятельствами. Прежде всего сказывается возможность одновременного возбуждения нескольких мод собственных колебаний реакционного объема и наличия межмодового взаимодействия. Такое взаимодействие приводит к амплитудной модуляции отклика на исследуемой

частоте. С другой стороны, часто наблюдается круговая прецессия узлового диаметра возбуждающейся моды собственных колебаний, приводящая к искажению реальной зависимости $\lambda=\lambda(t)$ и, соответственно, $\delta=\delta(\lambda)$.

Поэтому на практике вместо оценки вероятности неустойчивой работы камеры сгорания $P_{НР}$ оценивают величину так называемого «гарантированного запаса устойчивости к жесткому возбуждению автоколебаний» [19-23]. При этом запас устойчивости на заданном режиме работы камеры сгорания считается достаточным, если выполняется условие

$$n^* = \frac{A_{кр}}{A_{ш}} > [n], \quad (3.25)$$

(в случае, если найдена оценка уровня неустойчивого предельного цикла $A_{кр}$), или условие:

$$n = \frac{A_{макс}}{A_{ш}} \geq [n]; \quad (3.26)$$

(в случае, если индуцированный импульсным возмущением колебательный процесс является затухающим).

Здесь: $A_{макс}$ – максимальная амплитуда затухающего отклика на импульсное возмущение;

$\bar{A}_{ш}$ – среднее квадратическое значение внутрикамерного шума на данном режиме работы двигателя.

где $[n]$ – некоторая константа, обеспечивающая заданную вероятность недостижения внутрикамерным шумом значения $A_{кр}$ за время работы двигателя на заданном режиме (рисунок 2.16) (Так как вид зависимости $\delta_v=\delta_v(\lambda)$ обычно неизвестен, то значение $[n]$ назначают достаточно большим (согласно требованиям РД 92-0250-89 $[n]=15\dots25$). Этим самым в рамках модели (3.8) гарантируется устойчивая работа двигателя при любом виде зависимости $\delta=\delta(\lambda)$.

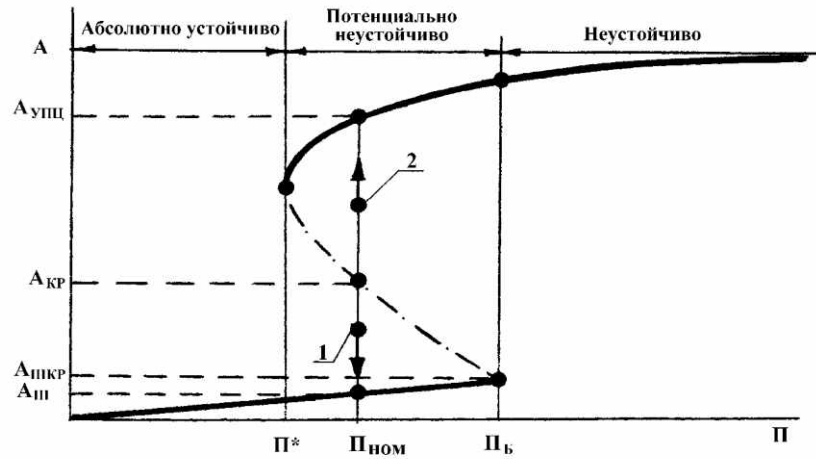


Рисунок 2.16 – Амплитудная диаграмма динамической системы с жестким возбуждением
 1 - $A < A_{кр}$; 2 - $A > A_{кр}$; П - режимный параметр; Пб, П* - бифуркационные значения режимных параметров.

2.2 Алгоритм и процедура прогнозирования уровня неустойчивого предельного цикла по внутрикамерным шумам

Нелинейная диагностическая модель (3.4) обладает свойством идентифицируемости ее параметров, в частности, функциональной зависимости коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний давления $\delta = \delta(\lambda)$.

Оценка зависимости $\delta = \delta(\lambda)$ может быть проведена на основе выражения, получаемого из (3.9)

$$W_{cm}(\lambda) = c_1 \lambda \exp \left[-\frac{1}{\delta_o \sigma^2} \int_0^\lambda \lambda \delta(\lambda) d\lambda \right], \quad (3.27)$$

где

$$\sigma^2 = \frac{\omega_o^2 N_o}{4\delta_o}.$$

Зависимость (3.27) позволяет оценить $\delta = \delta(\lambda)$ по экспериментально оцененной $W_{cm}(\lambda)$. Получим расчетное соотношение.

Прологарифмируем выражение (3.27), получим:

$$\ln W_{cm}(\lambda) = \ln c_1 + \ln \lambda + \left(-\frac{1}{\delta_o \sigma^2} \int_0^\lambda \lambda \delta(\lambda) d\lambda \right). \quad (3.28)$$

Продифференцируем полученное соотношение по λ , в результате получим:

$$\frac{d[\ln W_{cm}(\lambda)]}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\delta_o \sigma^2} \lambda \delta(\lambda). \quad (3.29)$$

Обозначим

$$\beta(\lambda) = \frac{d[\ln W_{cm}(\lambda)]}{d\lambda} = \frac{1}{W_{cm}(\lambda)} \frac{dW_{cm}(\lambda)}{d\lambda}. \quad (3.30)$$

Откуда

$$\left(\beta(\lambda) - \frac{1}{\lambda} \right) = -\frac{1}{\delta_o \sigma^2} \lambda \delta(\lambda), \quad (3.31)$$

следовательно

$$\delta(\lambda) = -\frac{\left(\beta(\lambda) - \frac{1}{\lambda} \right) \delta_o \sigma^2}{\lambda}, \quad (3.32)$$

или

$$\delta(\lambda) = \delta_o \sigma^2 \left[\frac{1}{\lambda^2} - \frac{\beta(\lambda)}{\lambda} \right]. \quad (3.33)$$

В частности, для распределения Релея ($\delta = const$) имеем:

$$\ln W_{cm}(\lambda) = \ln \lambda - 2 \ln \sigma + \left(-\frac{\lambda^2}{2\sigma^2} \right), \quad (3.34)$$

$$\beta(\lambda) = \frac{d[\ln W_{cm}(\lambda)]}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} - \frac{2\lambda}{2\sigma^2} = \frac{1}{\lambda} - \frac{\lambda}{\sigma^2}. \quad (3.35)$$

Подставляя последнее выражение в (3.32), получим

$$\delta(\lambda) = \delta_o \sigma^2 \left[\frac{1}{\lambda^2} + \frac{2\lambda}{2\sigma^2 \lambda} - \frac{1}{\lambda^2} \right] = \delta_o = const. \quad (3.36)$$

Согласно вышеизложенному процедура и алгоритм экспериментальной оценки зависимости $\delta = \delta(\lambda/\sigma)$ по внутрикамерным шумам должны включать в себя следующую последовательность основных операций.

1 Узкополосную фильтрацию шума в окрестности исследуемого резонансного спектрального подъема.

вероятности амплитуды колебаний. Вычисляются функции $W_{cm} = W_{cm}(\lambda)$ и $\frac{dW_{cm}(\lambda)}{d\lambda}$ (рисунки 2.18, 2.19, 2.20, 2.21).

Обратная задача. Вычисленные функции $W_{cm} = W_{cm}(\lambda)$ и $\frac{dW_{cm}(\lambda)}{d\lambda}$ подставляются в выражение (3.33). Вычисляется функция $\frac{\delta}{\delta_0} = \delta(\lambda)$, (рисунки 2.18, 2.19, 2.20, 2.21).

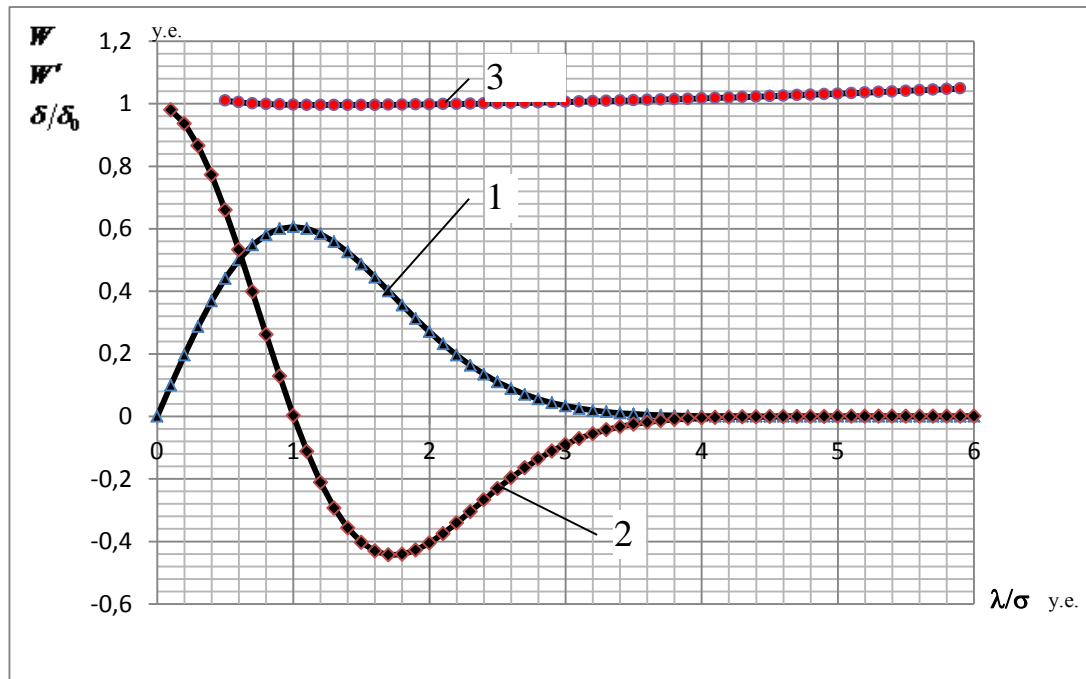


Рисунок 2.18 – Зависимости плотности распределения вероятности (1), ее производной (2) и коэффициента демпфирования (3) от амплитуды колебаний

В данном случае заданная функция $\frac{\delta}{\delta_0} = \text{const.}$

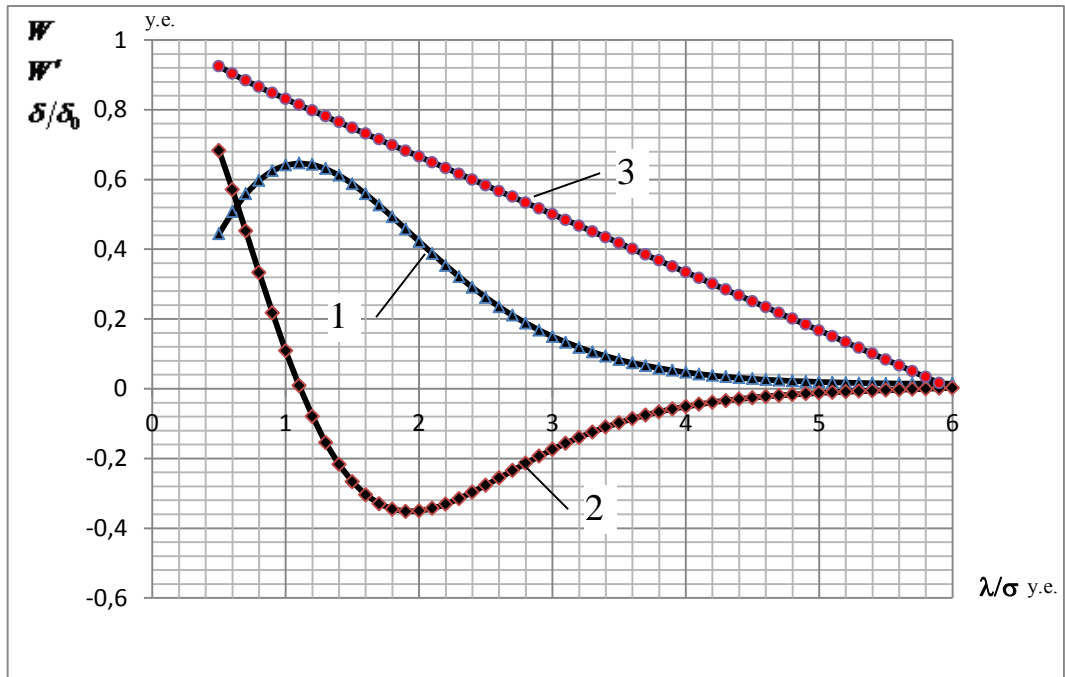


Рисунок 2.19 – Зависимости плотности распределения вероятности (1), ее производной (2) и коэффициента демпфирования (3) от амплитуды колебаний

Заданная функция $\delta/\delta_0 = 1 - \lambda/6$.

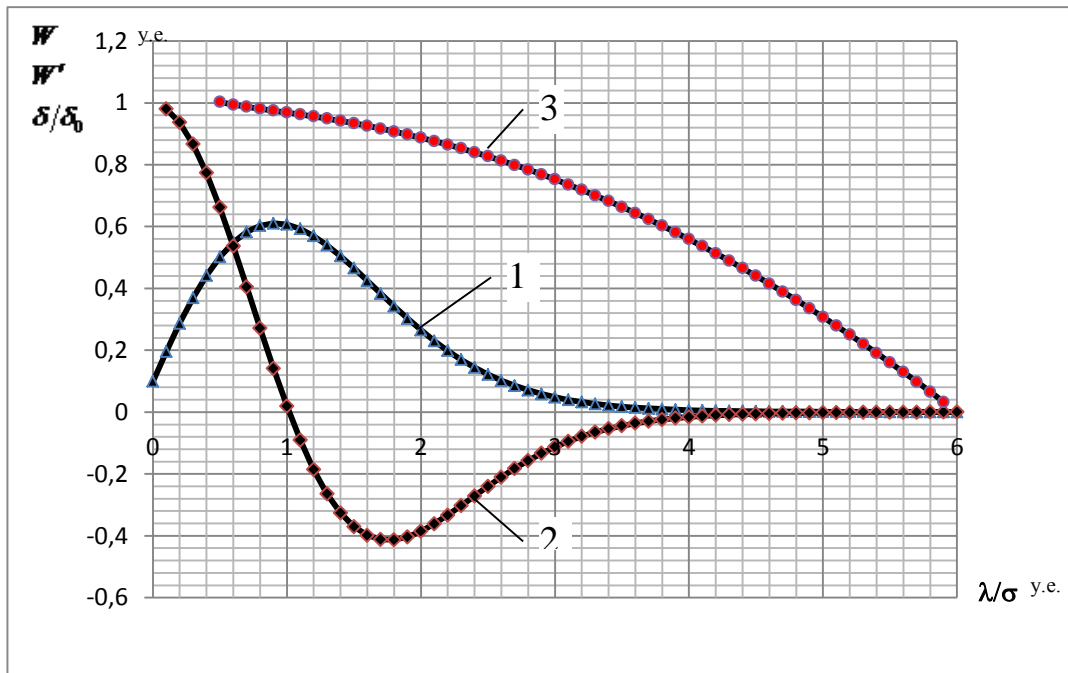


Рисунок 2.20 – Зависимости плотности распределения вероятности (1), ее производной (2) и коэффициента демпфирования (3) от амплитуды колебаний

Заданная функция $\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - \frac{\lambda^2}{6^2}$.

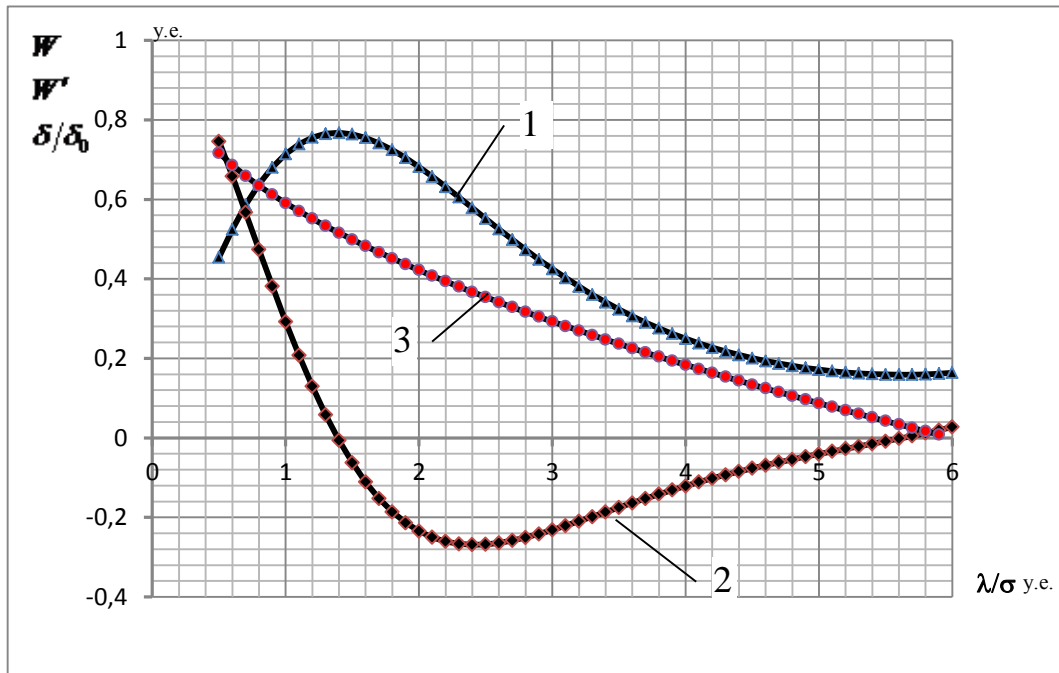


Рисунок 2.21 – Зависимости плотности распределения вероятности (1), ее производной (2) и коэффициента демпфирования (3) от амплитуды колебаний

Заданная функция $\frac{\delta}{\delta_0} = 1 - \sqrt{\frac{\lambda}{6}}$.

Далее проводится сравнение заданных зависимостей $\frac{\delta_3}{\delta_0} = \delta_3\left(\frac{\lambda}{\delta}\right)$ с восстановленными на основе выражения (3.33).

В данном случае сравнение заданных зависимостей $\delta_3 = \delta_3(\lambda)$ с восстановленными указывает на их идентичность, что говорит о валидности выражения (3.33).

Тестирование алгоритма на цифровых модельных сигналах

Генератором модельных сигналов (линейного узкополосного шума) являлась цифровая авторегрессионная модель второго порядка (цифровой аналог простого резонансного колебательного контура, возбуждаемого случайным широкополосным шумом):

$$Y_n = \alpha_1 Y_{n-1} + \alpha_2 Y_{n-2} + x_n. \quad (3.37)$$

Здесь:

$$\alpha_1 = 4r \frac{\cos \omega_0 h}{(1+r)} ;$$

$$r = \exp(-2\delta h);$$

$$\alpha_2 = -r ;$$

h – шаг по времени;

ω_0 – собственная круговая частота;

x_n – входной отсчет, соответствующий значению широкополосного случайного шума (в качестве последнего используется последовательность нормальных случайных чисел);

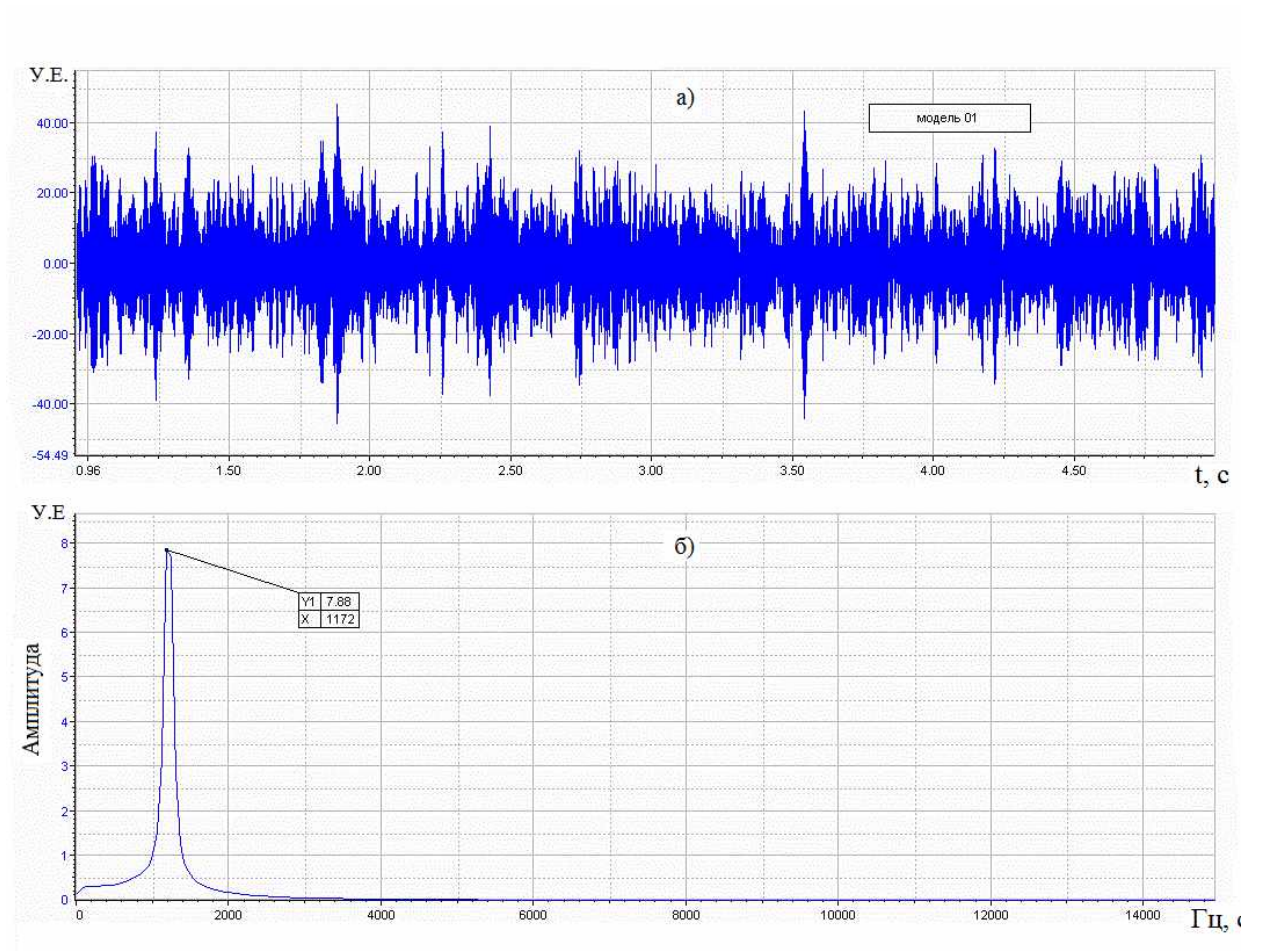
Y_n – выходной отсчет.

Цифровая модель (3.37) описывает случайные колебания в окрестности резонансной частоты ω_0 . Модель позволяет сформировать временную реализацию линейного узкополосного шума $Y(t)$ с заданными статистическими характеристиками – аналог акустического шума камеры сгорания на частоте ν -й нормальной моды внутрикамерных колебаний. По этой реализации можно сделать оценку зависимости $\delta=\delta(\lambda)$ и сравнить её с заданной $\delta=\text{const}$.

Тест 1. Заданные параметры модели (3.37):

- резонансная частота $f_0=1200$ Гц;
- логарифмический декремент колебаний $\delta T=0,01$.

Сгенерированная реализация $Y(t)$ и ее амплитудный спектр представлены на рисунке 2.22.



а) – реализация; б) – амплитудный спектр;

Рисунок 2.22 – Реализация модельного сигнала и ее амплитудный спектр

На рисунке 2.23 представлены:

а) – оценка огибающей узкополосного сигнала $\lambda = \lambda(t)$;

б) – плотность распределения вероятности мгновенных значений сигнала $W = W(\lambda)$ (правая от максимума ниспадающая ветвь графика);

в) – оценка производной плотности распределения вероятности $W'(\lambda)$;

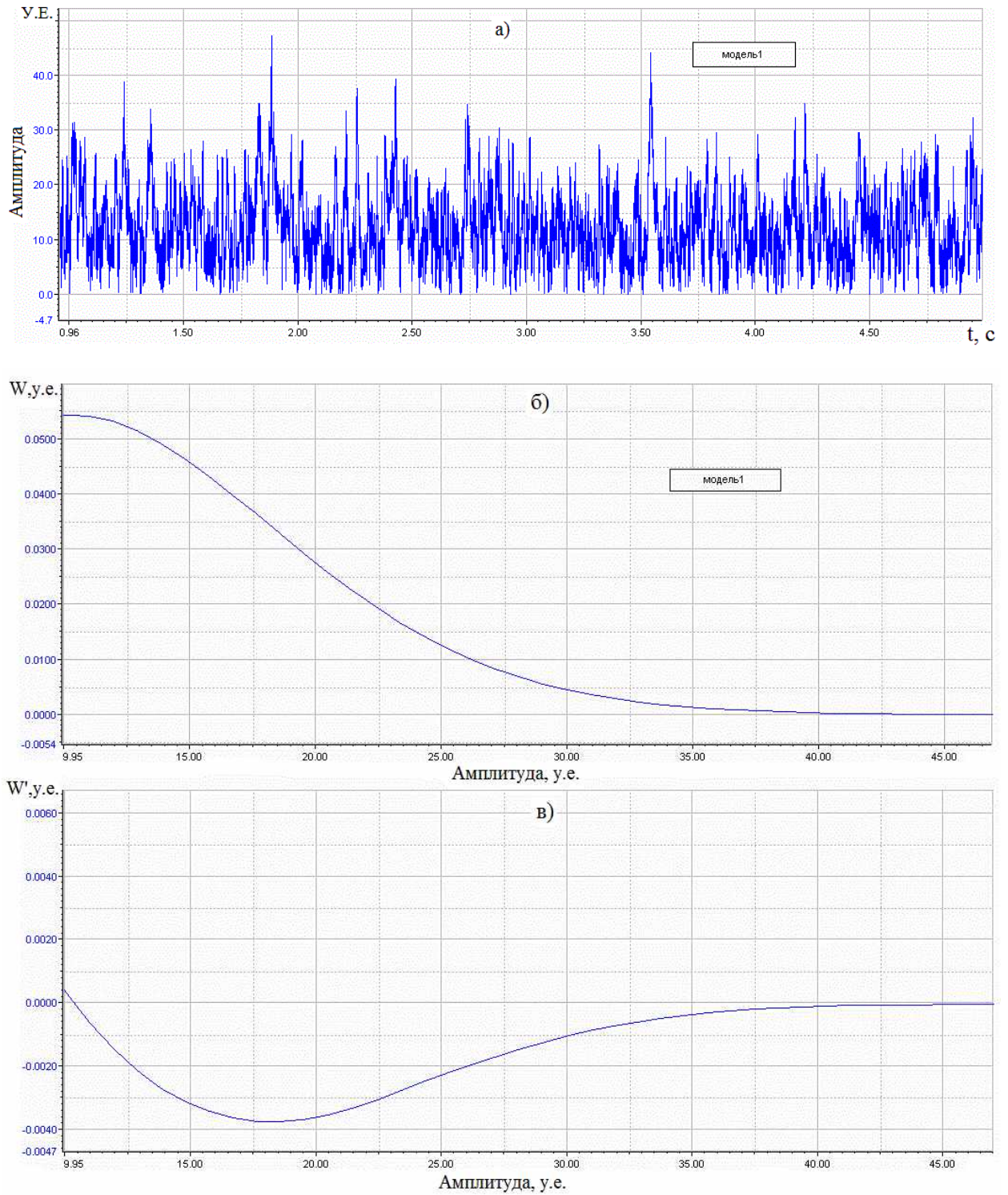
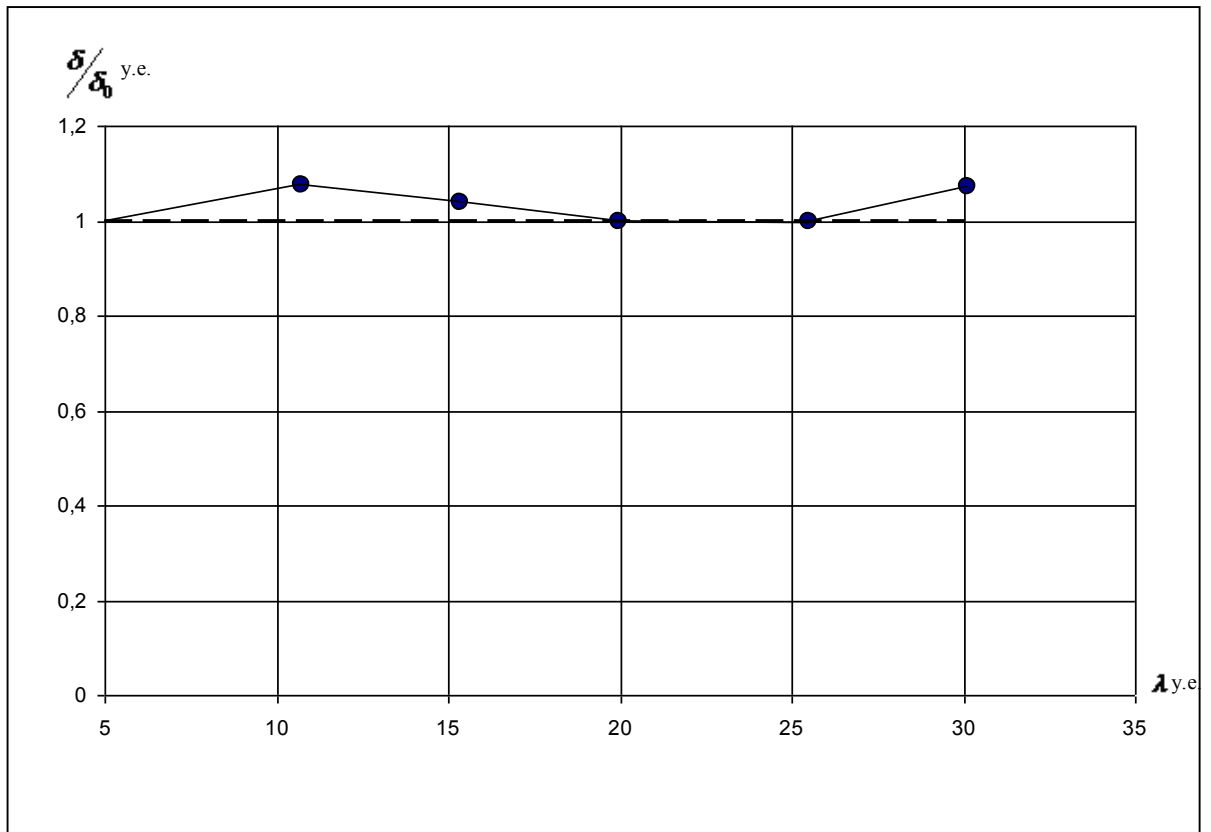


Рисунок 2.23 – Оценки огибающей узкополосного сигнала – а), плотности распределения вероятности огибающей – б), производной плотности распределения вероятности – в)

Оценка зависимости $\delta=\delta(\lambda)$ на основе выражения (3.33) представлена на рисунке 2.24.



• -вычисленные значения;

----- - заданное значение.

Рисунок 2.24 – Восстановленная зависимость коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний

Как видим, оценка зависимости $\delta=\delta(\lambda)$ близка к заданной $\delta=\text{const}$. Наблюдаемые колебания оценки $\delta=\delta(\lambda)$ (отклонения от заданной $\delta(\lambda)=\text{const}$) обусловлены погрешностью оценки ПРВ огибающей.

Тест 2. Заданные параметры модели:

- резонансная частота $f_0=1200$ Гц;
- логарифмический декремент колебаний $\delta T=0,1$.

На рисунке 2.25 представлена восстановленная зависимость коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний.

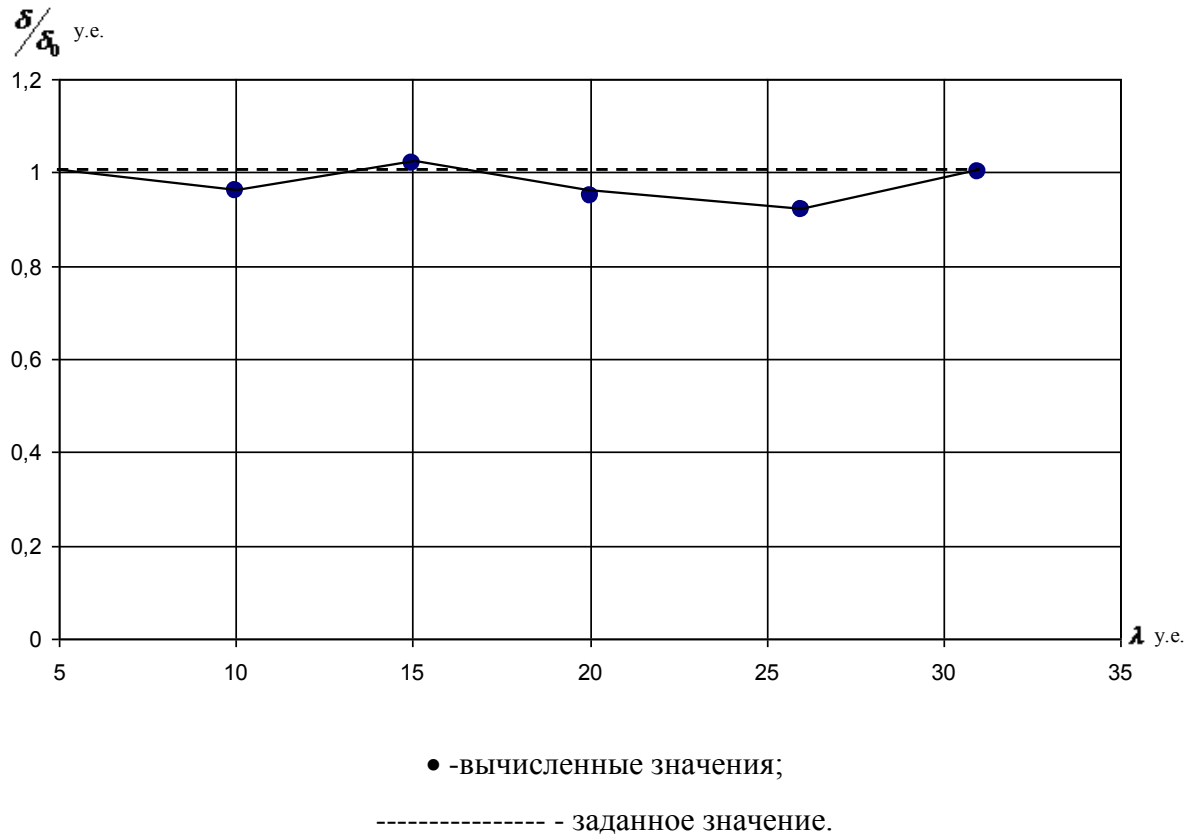


Рисунок 2.25 – Восстановленная зависимость коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний

Как видим, оцененная зависимость $\delta=\delta(\lambda)$ близка к заданной $\delta=\text{const}$. Итак, результаты проведенного тестирования алгоритма оценки $\delta=\delta(\lambda)$ на модельных сигналах следует считать положительными.

2.3 Методика прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения. Основные операции

Методика прогнозирования строится на основе теоретических представлений, изложенных в прошлых разделах, и включает в себя следующие основные операции.

1 Визуальный анализ зарегистрированного сигнала датчика пульсаций давления, установленного в реакционном объеме камеры сгорания или в жидкостной предфорсуночной полости, на исследуемом установившемся режиме работы двигателя (камеры сгорания).

2 Спектральный анализ временной реализации сигнала датчика пульсаций давления.

3 Узкополосную фильтрацию сигнала на частотах, соответствующих собственным формам (модам) акустических колебаний реакционного объёма камеры сгорания.

4 Идентификацию узкополосных спектральных составляющих сигнала с выделением составляющих, соответствующих резонансным колебаниям реакционного объёма камеры сгорания.

(составляющих, принадлежащих классу «резонансный узкополосный шум горения» (РУШГ)).

Диагностическими признаками принадлежности сигнала к классу «РУШГ» являются следующие:

- центральные частоты близки к собственным (расчётным) для нормальных мод акустических колебаний внутрикамерного объёма;
- автокорреляционная функция $\rho(\tau)$ узкополосного процесса $P'_v(t)$ является экспоненциально затухающей на частоте спектрального подъёма f_v ;
- плотность распределения вероятности $W(P'_v)$ мгновенных значений процесса $P'_v(t)$ близка к гауссовой (нормальной), т.е. имеет характерный одnogорбый колоколообразный вид.

Указанные признаки относятся к категории необходимых для составляющих класса «РУШГ».

5 Оценку средних квадратичных значений и коэффициентов демпфирования колебаний для составляющих, идентифицированных в классе «РУШГ».

6 Выделение огибающих фильтрованных сигналов с использованием преобразования Гильберта.

7 Оценку плотности распределения вероятности огибающих фильтрованных сигналов, идентифицированных в классе «РУШГ» и их производных.

8 Оценку зависимостей коэффициентов демпфирования от амплитуды колебаний давления на исследуемых резонансных частотах по формуле (3.33).

9 Цензурирование экспериментальной зависимости коэффициентов демпфирования от амплитуды колебаний.

10 Полиномиальную (или экспоненциальную) аппроксимацию экспериментальной зависимости $\delta=\delta(\lambda)$.

11 Оценку (по виду зависимости коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний) принадлежности (или непринадлежности) исследуемой динамической системы классу потенциально автоколебательных систем с «жестким» самовозбуждением.

Признаком принадлежности исследуемой системы к потенциально автоколебательным с «жестким» режимом самовозбуждения является падающий с увеличением амплитуды вид финальной зависимости $\delta=\delta(\lambda)$.

12 Прогнозирование ожидаемого уровня неустойчивого предельного цикла автоколебаний в случае наличия признака принадлежности исследуемой динамической системы к потенциально автоколебательным с «жестким» режимом самовозбуждения. Прогноз осуществляется продолжением сглаженной зависимости $\delta=\delta(\lambda)$ до уровня амплитуды, соответствующего значению $\delta=0$.

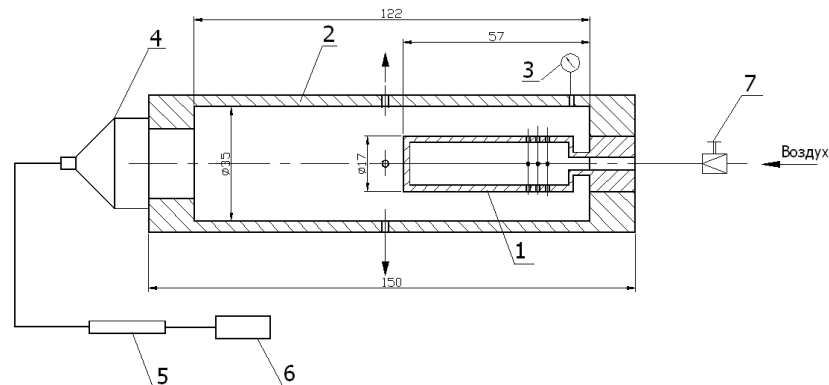
13 Оценку достаточности запаса устойчивости к «жесткому» возбуждению автоколебаний.

Предлагаемая методика верифицирована на цифровых модельных сигналах, сигналах аэродинамического генератора узкополосного шума, и сигналах экспериментальной камеры сгорания.

2.3.1 Верификация теоретических положений методики

Аэродинамический генератор узкополосного шума

Схема аэродинамического генератора шума представлена на рисунке 2.26. Основными его элементами являются:



1 – форсунка с тремя поясами струйного истечения воздуха (из центрального канала наружу); 2 – труба - резонатор; 3 – манометр; 4 – датчик; 5 – усилитель; 6 – регистратор; 7 – редуктор.

Рисунок 2.26 – Аэродинамический генератор узкополосного шума

На рисунке 2.27 представлен сигнал и спектральный состав пульсаций давления в трубе-резонаторе, зарегистрированных датчиком, установленном в левом торце трубы-резонатора.

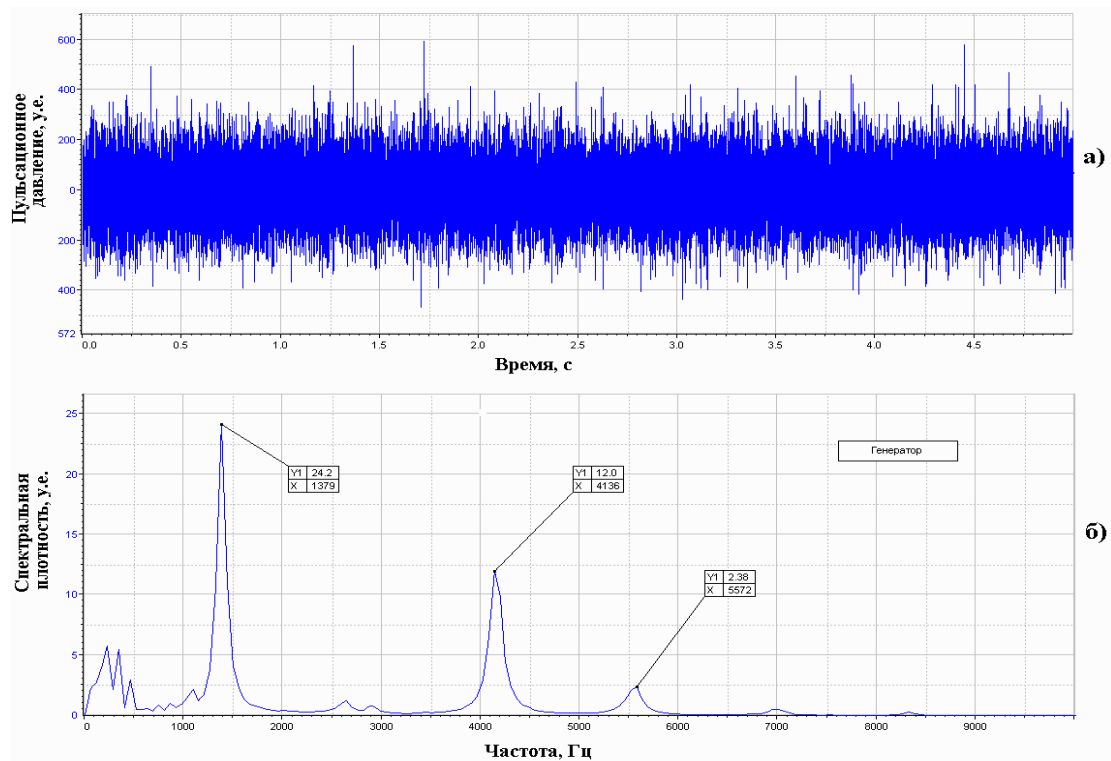
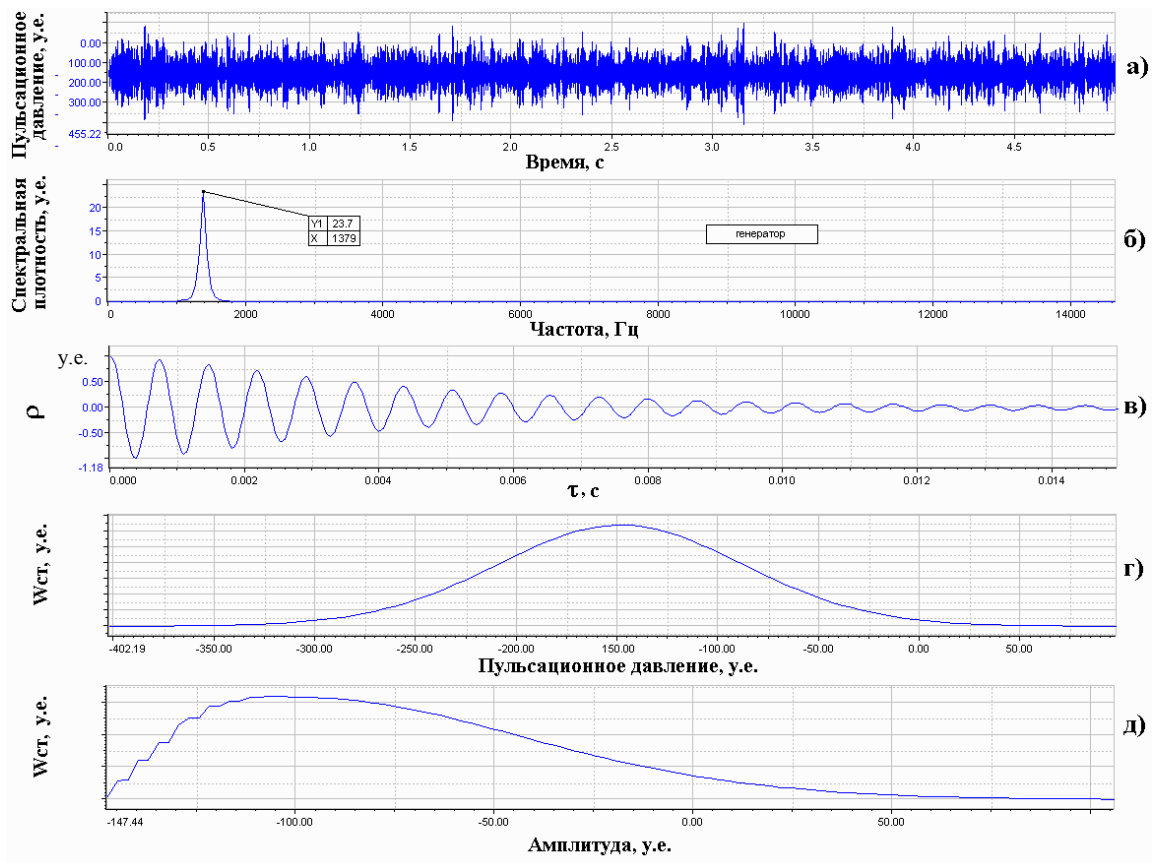


Рисунок 2.27 – Сигнал (а) и спектральный состав пульсаций давления (б) в трубе - резонаторе

Генератор шума генерирует ряд узкополосных составляющих на частотах: $f_1 \approx 1379$ Гц; $f_3 \approx 4136$ Гц; $f_4 \approx 5572$ Гц. Частоты возбужденных колебаний близки к расчетным для первой, третьей и четвертой акустических мод продольных колебаний воздуха в трубе-резонаторе.

На рисунке 2.28 представлены статистические характеристики реализации сигнала датчика, фильтрованного в окрестности частоты первого резонанса: $f \approx 1379$ Гц.



а) – сигнал, б) – спектр; в) – автокорреляционная функция; г) – плотность вероятности мгновенных значений; д) – плотность вероятности амплитуды.

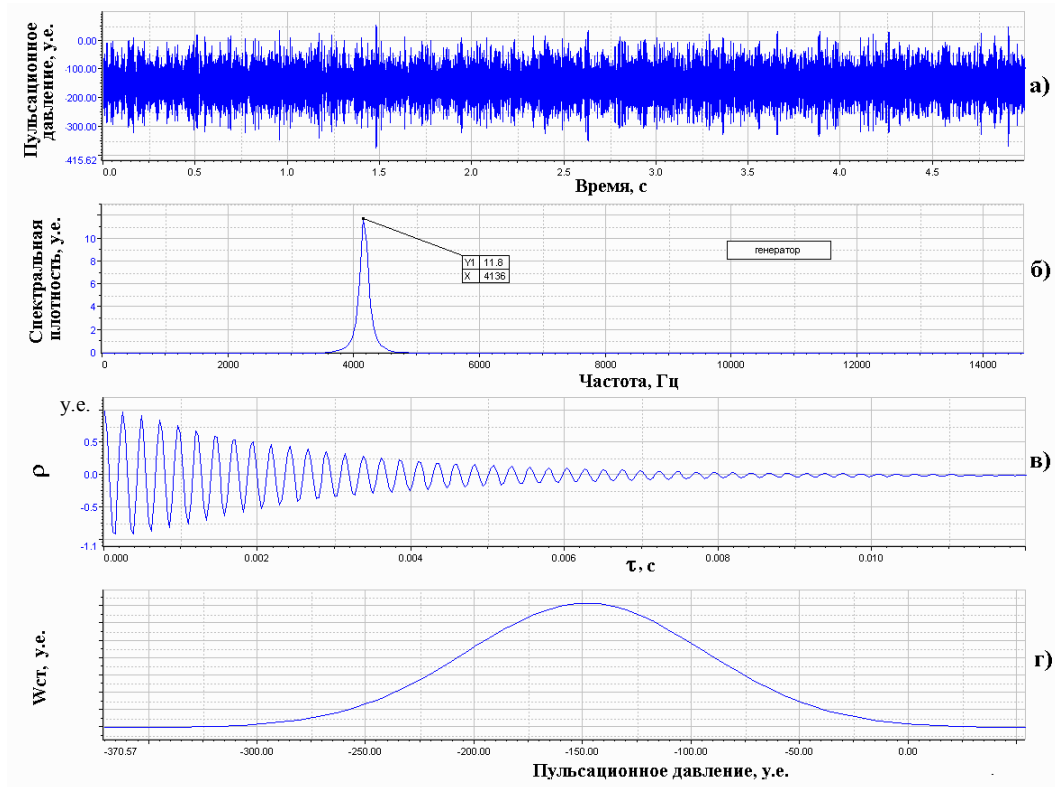
Рисунок 2.28 – Статистические характеристики сигнала

Как видим, для данной спектральной составляющей:

- автокорреляционная функция затухает по закону, близкому к экспоненциально-косинусному;
- плотность распределения вероятности мгновенных значений сигнала близка к гауссовой (нормальной);

- плотность распределения вероятности огибающей (амплитуды) близка к релейевской.

Аналогичные характеристики имеют и другие узкополосные составляющие (обертоны), рисунок 2.29.



а) – сигнал, б – спектр; в) – автокорреляционная функция; г) – плотность вероятности мгновенных значений.

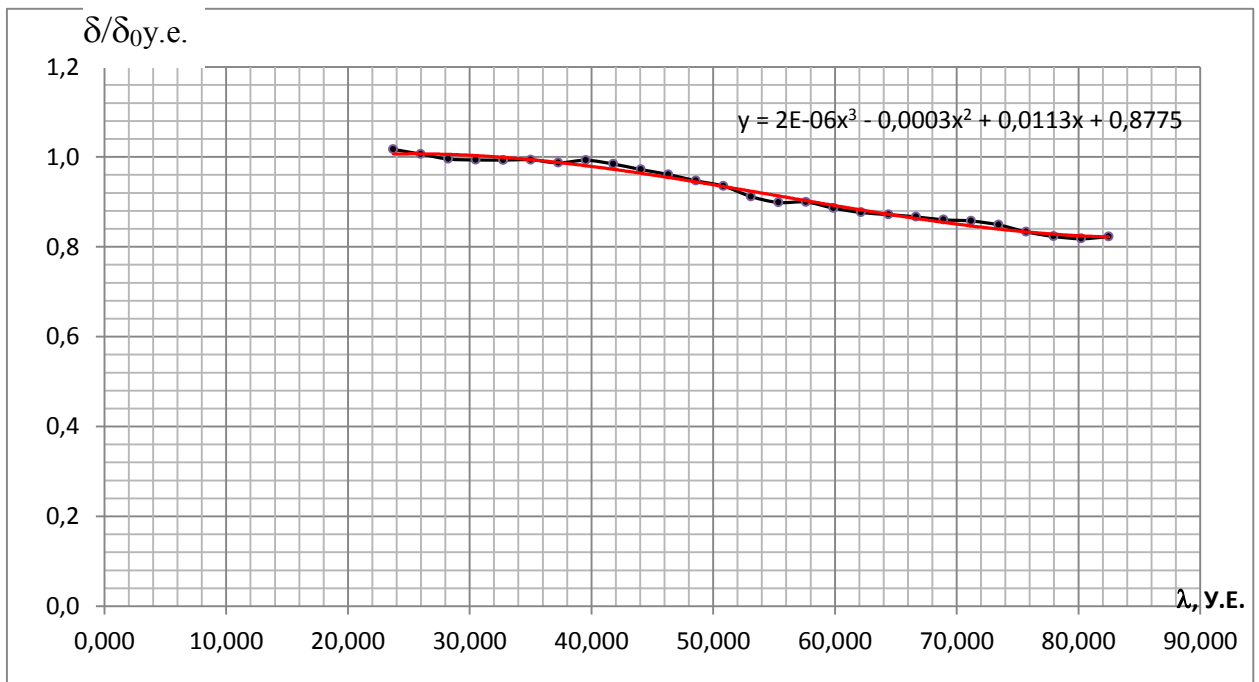
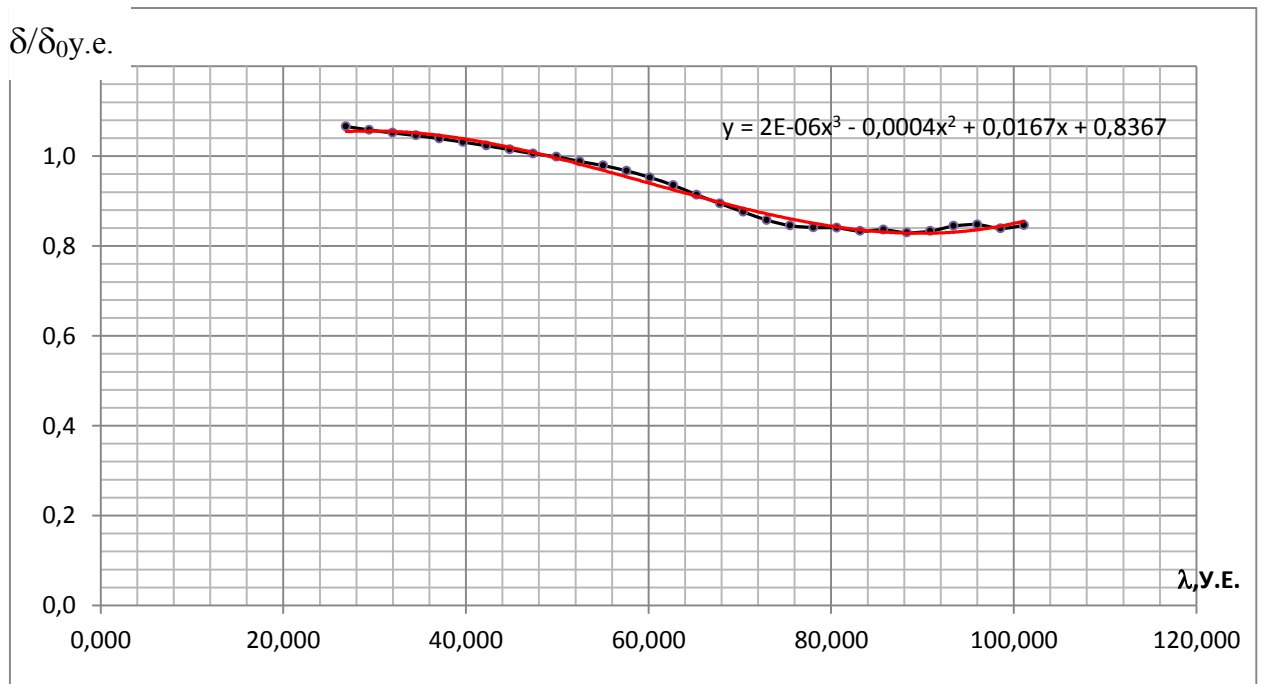
Рисунок 2.29 – Составляющая 4136 Гц. Статистические характеристики сигнала

Оценки декрементов колебаний по скорости затухания автокорреляционных функций дают следующие значения:

$$f_1 \approx 1379 \text{ Гц}, \quad d_1 \approx 0,17;$$

$$f_3 \approx 4136 \text{ Гц}, \quad d_3 \approx 0,09;$$

Рисунок 2.30 иллюстрируют восстановленные по выражению (3.33) зависимости коэффициентов демпфирования от амплитуды колебаний на частотах f_1 и f_3 .



• - вычисленные значения; — полиномиально сглаженные значения.

Рисунок 2.30– Восстановленные зависимости коэффициентов демпфирования от амплитуды колебаний на частотах f_1 и f_3 .

При практическом использовании данного генератора в качестве источника узкополосных шумовых сигналов считалось, что последние

принадлежат к классу «линейный узкополосный шум». (случаи самовозбуждения автоколебаний отсутствовали). Однако из приведенных на рисунках 2.29, 2.30 зависимостей $\delta=\delta(\lambda)$ следует, что это не совсем так. Наблюдаются систематические отклонения от линейности ($\delta(\lambda)\neq\text{const}$). Тем не менее можно констатировать, что генератор шума не принадлежит к классу потенциально автоколебательных систем с «жестким» режимом самовозбуждения: признаки наличия неустойчивого предельного цикла отсутствуют. Об этом говорит отсутствие нисходящей финальной части зависимостей $\delta=\delta(\lambda)$

Экспериментальная камера сгорания установки Д01418

Схему экспериментальной камеры сгорания иллюстрирует рисунок 2.31.

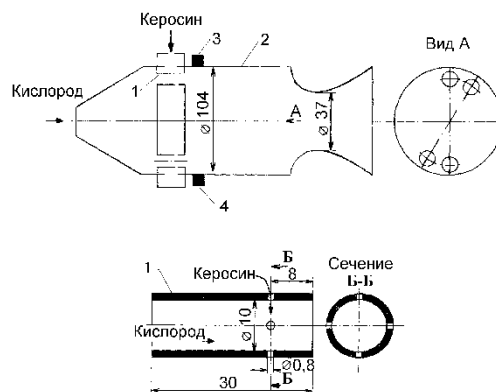
Смесительная головка камеры укомплектована четырьмя эмульсионными форсунками с внедрением боковых струй керосина в осевой поток газообразного кислорода.

Компоненты топлива керосин - газообразный кислород.

Давление в камере $P_k = 0,5 \dots 0,7$ МПа.

Коэффициент избытка окислителя $\alpha = 0,7$.

Продолжительность работы камеры на стационарных установившихся режимах $t_{\text{раб}} = 30$ с.



1 – форсунка;

2 – камера;

3,4 – датчики пульсаций давления.

Рисунок 2.31 – Схема экспериментальной камеры сгорания

На рисунке 2.32 представлены статистические характеристики сигнала датчика пульсаций давления на шумовом установившемся режиме работы камеры. Сигнал принадлежит к классу «РУШГ».

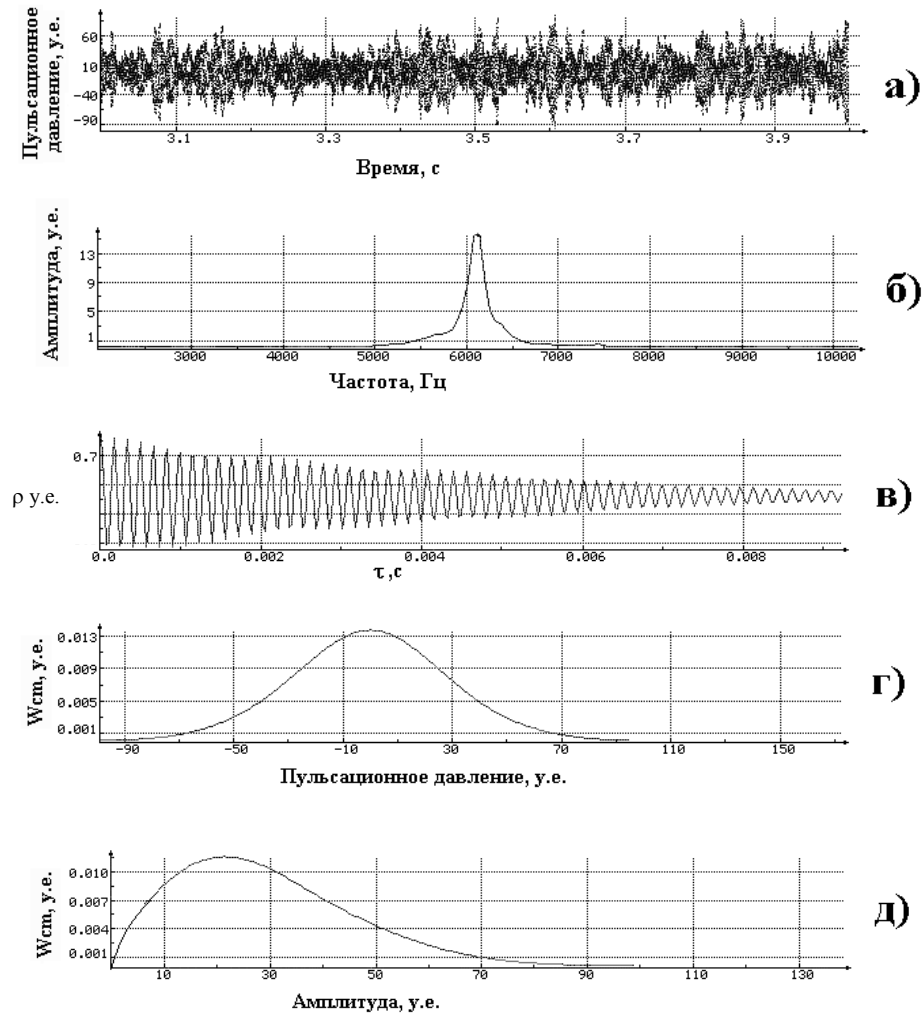
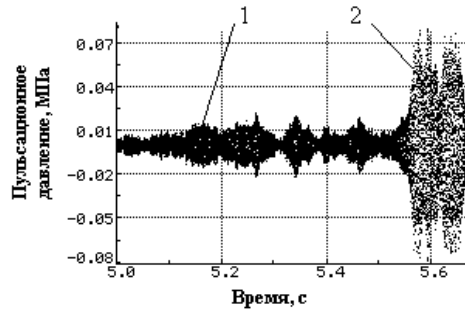


Рисунок 2.32 – Статистические характеристики сигнала класса «РУШГ»

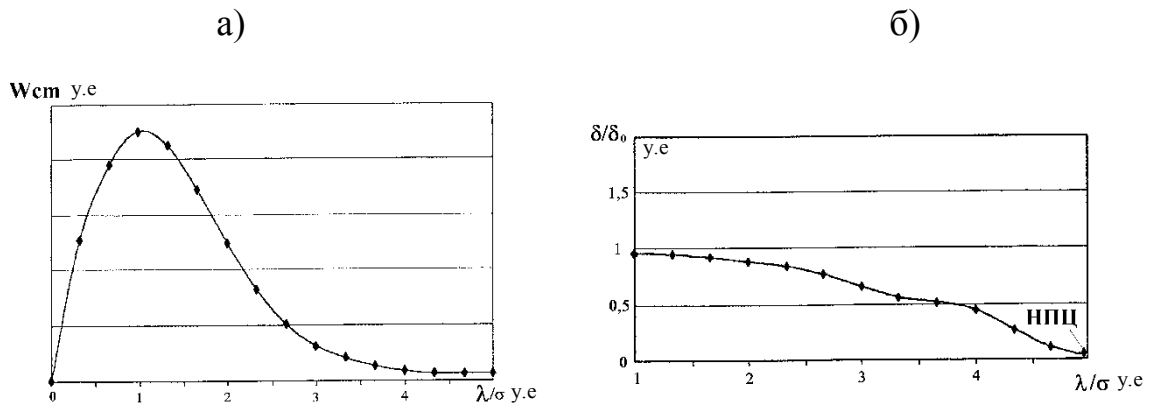
При работе данной камеры на шумовом режиме горения спустя некоторый случайный в ансамбле реализаций интервал времени наблюдалось самопроизвольное возбуждение регулярных автоколебаний на частоте первой тангенциальной моды $f_0 \approx 6300$ Гц (рисунок 2.33). Возбуждение автоколебаний носило флуктуационный характер с плавным нарастанием амплитуды колебаний с уровня предшествующего шума.



1 – шумовое состояние; 2 – автоколебательное состояние

Рисунок 2.33 – Самопроизвольное возбуждение автоколебаний с уровня внутрикамерного шума

Рисунок 2.34 иллюстрирует плотность распределения вероятности огибающей (амплитуды) и восстановленную по выражению (3.33) зависимость коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний на резонансной частоте $f_0 \approx 6300$ Гц.



а) - плотность распределения вероятности амплитуды

б) - восстановленная зависимость коэффициента затухания от амплитуды

Рисунок 2.34 – Плотность распределения вероятности огибающей и восстановленная зависимость коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний

Для данного случая характерна падающая зависимость $\delta(\lambda)$, прогнозирующая существование неустойчивого предельного цикла автоколебаний ($\lambda_{\text{НПЦ}} \approx 5\sigma$).

Восстановленная зависимость $\delta = \delta(\lambda)$ близка к гипотетической зависимости 1, представленной на рисунке 2.14.

Таким образом, при реализованных значениях управляющих параметров ($P_k=0,5$ МПа, $\alpha \approx 0,7$) процесс горения в камере обнаруживает признаки динамической бистабильности, свойственные потенциально автоколебательным системам с «жестким» возбуждением, и, соответственно возможность самопроизвольного перехода «шум» \rightarrow «автоколебания», описанного ранее.

Несколько другой вид зависимости $\delta=\delta(\lambda)$ реализуется при работе той же камеры на режиме $P_k=0,7$ МПа, $\alpha \approx 0,7$ (рисунки 2.35, 2.36).

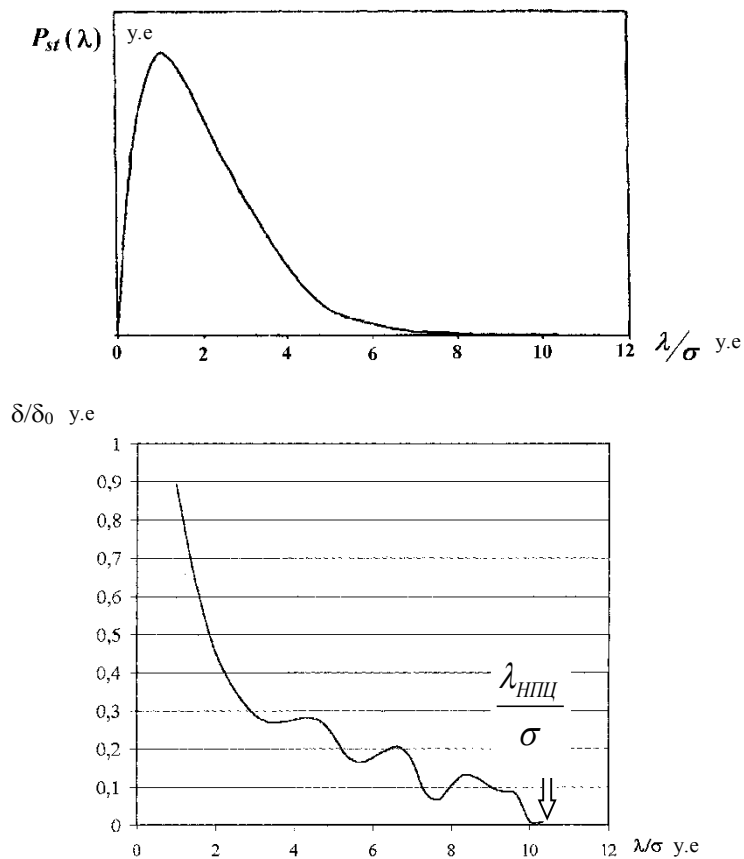


Рисунок 2.35 – Плотность распределения вероятности огибающей и восстановленная зависимость коэффициента демпфирования от амплитуды колебаний

В данном случае восстановленная зависимость $\delta=\delta(\lambda)$ близка к гипотетической зависимости 3, представленной на рисунке 2.14.

Прогнозируемое значение уровня НПЦ ($\lambda_{\text{НПЦ}} \approx 10\sigma$). Эффект самовозбуждения автоколебаний для данного случая иллюстрирует рисунок 2.36.

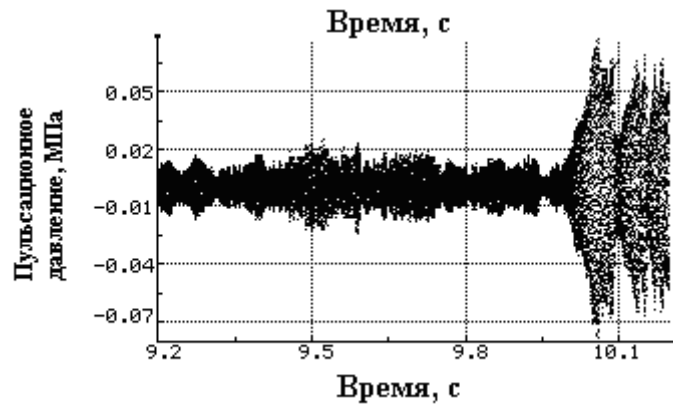


Рисунок 2.36– Самовозбуждение автоколебаний на режиме $P_k=0,7$ МПа, $\alpha \approx 0,7$

В обоих рассмотренных случаях среднее значение \bar{T} времени достижения случайным процессом $\lambda(t)$ уровня неустойчивого предельного цикла меньше времени работы камеры сгорания на исследуемых режимах ($\bar{T} < t_{\text{раб}} = 30\text{с}$). Соответственно вероятность самовозбуждения автоколебаний достаточно высока.

Результаты верификации следует признать положительными.

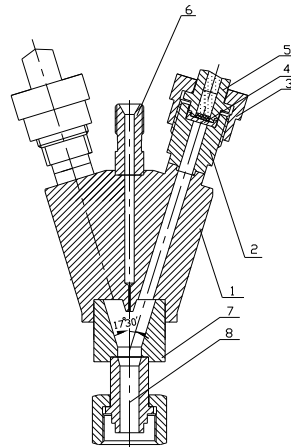
Глава 3

3.1 Импульсные возмущающие устройства (конструкция и характеристики)

Опыт отработки камер сгорания и газогенераторов ЖРД больших размерностей показывает, что в них в ряде случаев на определённых режимах возможно возбуждения высокочастотных (ВЧ) колебаний, что чаще всего приводит к разрушению этих агрегатов. Имеющиеся на сегодняшний день знания этого явления не дают полной гарантии в том, что в спроектированной и изготовленной с учетом этого явления в камере сгорания или газогенераторе в процессе эксплуатации не возбудятся высокочастотные колебания давления. В этой связи все вновь изготавливаемые камеры сгорания и газогенераторы проверяются (оцениваются) на предмет возможности возбуждения в этих агрегатах в диапазоне их режимных параметров высокочастотных колебаний давления с использованием «активного» метода диагностики неустойчивости.

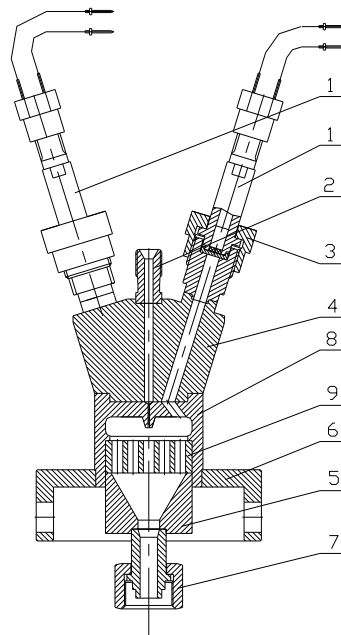
Практическая реализация «активного» метода диагностики неустойчивости рабочего процесса в ЖРД потребовала разработки достаточно мощных, подключаемых к работающей камере сгорания источников импульсных возмущений. Наибольшее распространение в отечественной практике оценок устойчивости получили импульсные возмущающие устройства на основе низкоскоростной детонации бризантного конденсированного взрывчатого вещества (ВВ) [24].

Возмущающие устройства (ВУ) данного типа состоят из стального корпуса с резьбовыми штуцерами для установки и крепления зарядных камер (с зарядами ВВ) и сходящимися внутри корпуса каналами от каждой зарядной камеры в одну внутреннюю полость, которая через канал в наконечнике соединяется с радиальным каналом в штуцере на камере сгорания. Конструкции пятизарядных ВУ, предназначенных для использования в камерах сгорания камер, представлены на рисунках 3.1, 3.2, а сама зарядная камера – на рисунке 3.3.



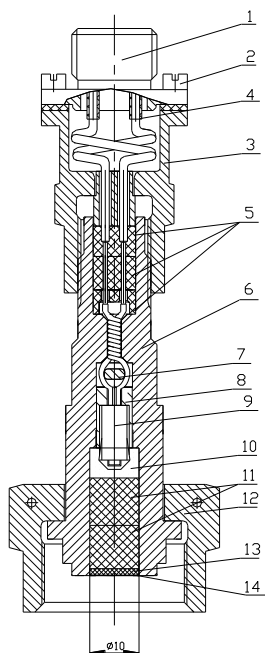
1 – корпус; 2 – штуцер; 3 – гайка; 4 – мембрана; 5 – зарядная камера; 6 – штуцер продувки;
7 – переходная втулка; 8 – наконечник

Рисунок 3.1– Пятизарядное возмущающее устройство для камер



1 – зарядные камеры; 2 – штуцер продувки; 3 – гайка; 4 – корпус; 5 – втулка; 6 –
кронштейн; 7 – гайка; 8 – проставка; 9 – решетка

Рисунок 3.2– Пятизарядное возмущающее устройство с решеткой и разворотом каналов
для камер



1 – контактный разъем; 2 – винт; 3 – корпус гермовывода; 4 – втулка; 5 – детали уплотнения; 6 – корпус; 7 – лабиринт; 8 – втулка; 9 – электровоспламенитель; 10 – продукт А-IX-1 гранулированный; 11 – продукт А-IX-1 прессованный; 12 – гайка накидная; 13 – пыж; 14 – герметик

Рисунок 3.3 – Зарядная камера с зарядом ВВ

В соответствии с рисунком 3.3 зарядная камера представляет собой стальной корпус с цилиндрической полостью, в которую помещается насыпное ВВ с электровоспламенителем и основное ВВ в виде прессованных таблеток диаметром 6...8мм и длиной около 9мм каждая. Зарядные камеры отделены от внутренних каналов ВУ мембранами.

Заряды зарядных камер срабатывают при подаче на контактные разъемы постоянного напряжения 27В.

Зарядные камеры после срабатывания зарядов и прорыва мембран сообщаются с реакционным объемом камеры через каналы в корпусе ВУ и наконечника. При этом каналом осуществляется движение ударной волны и продуктов детонации ВВ в камеру сгорания с последующим воздействием на зону горения. Для обеспечения постоянства состава газа внутри полостей ВУ и исключения возможности образования реагирующих смесей внутренней полости ВУ, камеры продуваются азотом через специальный жиклер.

Пятизарядные ВУ для камер в соответствии с рисунками 3.1, 3.2 имеют пять зарядных камер с массой ВВ в каждой от 0,6 до 2,2г (дискретные значения с шагом 0,4г) Корпуса ВУ являются узлами многократного использования, зарядные камеры - узлами однократного использования. Рисунок 3.4 иллюстрирует схему установки ВУ на камеру.

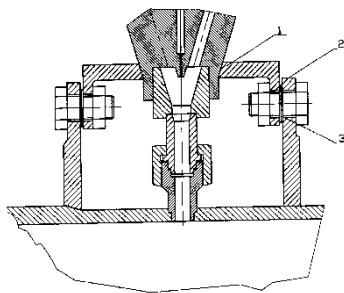
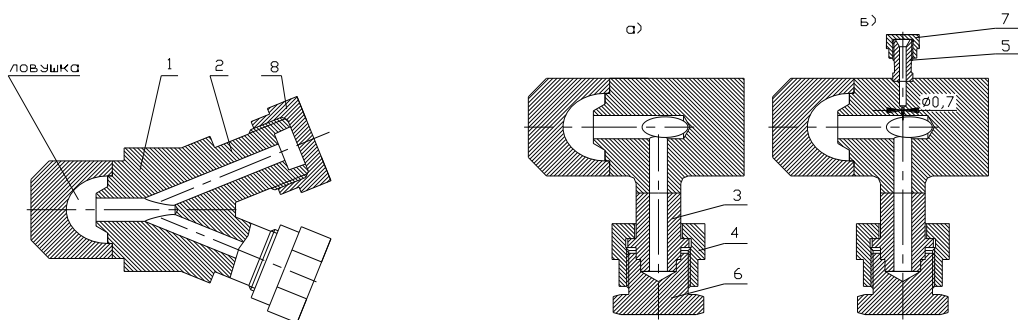


Рисунок 3.4 -Схема установки пятиимпульсного ВУ на камеру:

1 – кронштейн; 2 – шайба, 3 – болтовое соединение

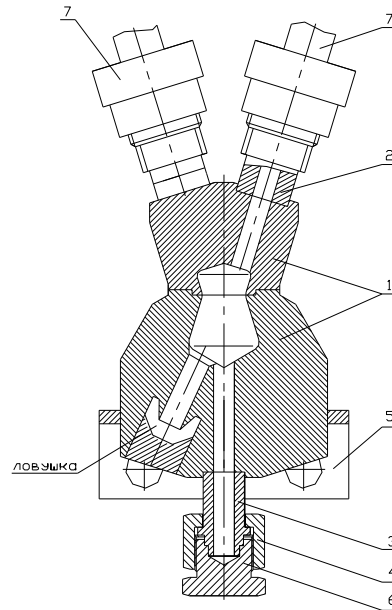
Рисунок 3.5 иллюстрирует двухзарядное ВУ. Двухзарядные ВУ изготавливаются в двух исполнениях: со штуцером продувки полостей ВУ (для установки на камеры) и без штуцера продувки (для установки на газогенераторы). В отличие от устройств, представленных на рисунках 3.1, 3.2, последние имеют улавливатель осколков мембран, которым является внутренняя полость ВУ, выполняемая в виде полусферы. Улавливатель осколков мембран предотвращает их вылет в газовый тракт ЖРД.



1 – корпус; 2 – штуцер; 3 – наконечник; 4 – гайка; 5 – штуцер продувки; 6,7,8 – технологические заглушки; а) – без продувки; б) – с продувкой (зарядные камеры не установлены)

Рисунок 3.5– Двухзарядное возмущающее устройство для камер и газогенераторов

Конструкция трехзарядного ВУ с мембраноулавливателями для создания возмущений в газогенераторах представлена на рисунке 3.6.



1 – корпус; 2 – штуцер; 3 – наконечник; 4 – гайка; 5 – кронштейн; 6 – заглушка; 7 – зарядные камеры

Рисунок 3.6– Трехзарядное возмущающее устройство для газогенераторов

Устройство представляет собой объединенную общим корпусом (1) комбинацию однозарядных устройств с тремя индивидуальными мембраноуловителями. Выходной канал служит для ввода возмущений в исследуемый объект. Верхняя и нижняя часть корпуса (1) посредством сварки соединяются таким образом, чтобы мембраноулавливатели и расположенные напротив их зарядные камеры (4) с разделительными мембранами (6) попарно были соосными.

Целесообразность использования в оценках устойчивости многоимпульсных возмущающих устройств с изменяемой интенсивностью возмущений, вводимых в камеру сгорания, диктуется многорежимностью проводимых испытаний двигателей, а также задачей оценки величины возмущения, приводящего к возбуждению автоколебаний на том или ином режиме испытания

На рисунке 3.7 представлен временной профиль ударной волны, сформированной после ввода возмущения от зарядной камеры с зарядом ВВ массой 1,4г через штуцер диаметром 8мм в цилиндрическую трубу диаметром 56мм, заполненную воздухом при температуре $T=20^{\circ}\text{C}$ и давлении $P_{\text{тр}}=5,0\text{МПа}$.

Рисунок иллюстрирует реакцию датчика на прямое прохождение первичной ударной волны.

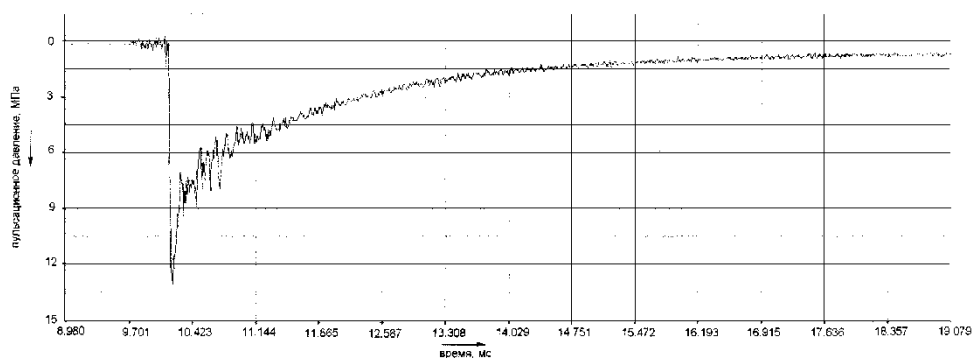


Рисунок 3.7 - Реакция датчика на прямое прохождение первичной ударной волны

Характер зависимости величины возмущения от массы заряда и давления в трубе иллюстрирует рисунок 3.8.

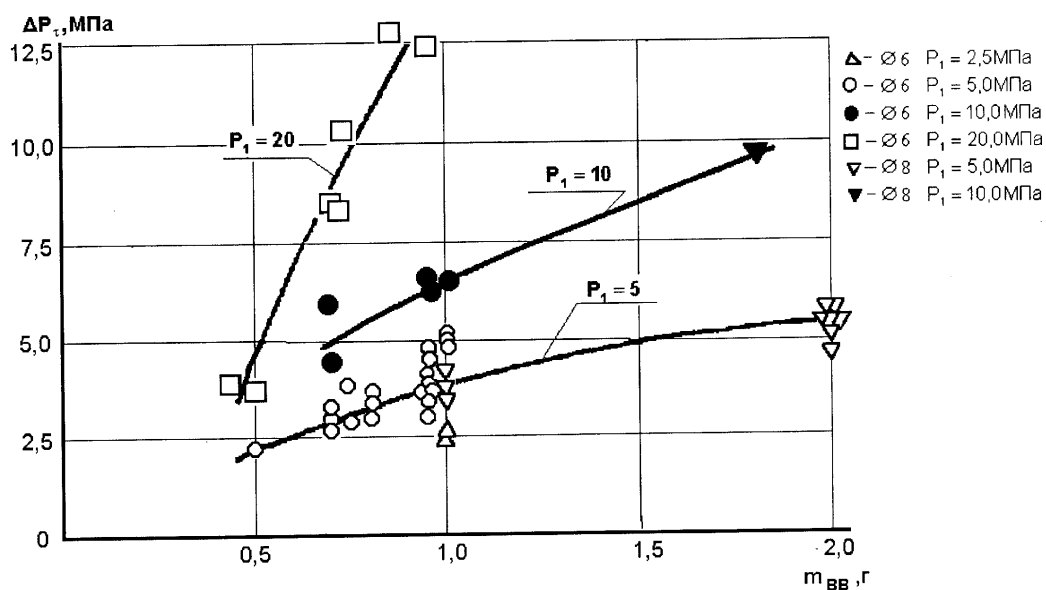


Рисунок 3.8 – Экспериментальные зависимости величины возмущения от массы заряда и давления в трубе

3.2 Процедура оценки устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания

Процедура оценки устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД в рамках рассмотренных выше диагностических моделей предполагает выполнение следующих основных операций:

- подготовку двигателя и стендовых систем к проведению специальных огневых испытаний, включая доработку камеры (газогенератора) с целью последующей установки датчиков пульсаций давления и возмущающего устройства;

- проведение испытания с вводом искусственных импульсных возмущений в реакционный объем камеры (газогенератора) на исследуемых режимах работы двигателя с регистрацией на магнитный носитель естественного и индуцированного импульсными возмущениями колебательного процесса (пульсаций давления в реакционном объеме камеры сгорания, предфорсуночных полостях);

- обработку данных пульсаций давления, включающую спектрально-корреляционный и статистический анализ естественного шума горения;

- идентификацию узкополосных спектральных составляющих зарегистрированных колебаний давления;

- оценку декрементов и уровней колебаний на резонансных частотах реакционного объема камеры (газогенератора), а также тенденций их изменения в пространстве режимных управляющих параметров;

- анализ колебательных откликов процесса горения на искусственные импульсные возмущения (затухающие – незатухающие реакции);

- оценку параметров затухающих колебательных откликов на искусственные импульсные возмущения;

- квалификацию режима работы камеры (газогенератора) с точки зрения устойчивости рабочего процесса.

3.3 Подготовка двигателя к проведению специальных огневых испытаний

Основным источником информации об устойчивости процесса горения являются сигналы датчиков пульсаций давления, устанавливаемых в реакционном объеме камеры (газогенератора), предфорсуночных полостях окислителя и горючего.

Как показывает опыт, целесообразно устанавливать на камеру сгорания, доработанную для проведения специальных испытаний, два датчика пульсаций давления, диаметрально противоположно, в плоскости, перпендикулярной оси камеры сгорания, отстающей от огневого днища приблизительно на одну треть цилиндрического участка.

Такое расположение датчиков обеспечивает максимальное значение коэффициента когерентности для несимметричных поперечных форм нормальных колебаний реакционного объема и повышает достоверность идентификации узкополосных составляющих по амплитуде и фазе взаимного спектра сигналов.

Удаление плоскости установки датчиков от огневого днища способствует снижению негативного влияния широкополосного фона (пьедестала) автоспектров внутрикамерных пульсаций давления на точность оценки декрементов колебаний.

Для создания тарированных тестирующих импульсных возмущений зоны горения следует использовать многоимпульсные возмущающие устройства с блочной компоновкой зарядных камер. Подрыв зарядов – дистанционный, осуществляемый в заданные моменты времени по командам системы управления циклограммой испытания. Ввод тестирующих импульсных возмущений от ВУ в реакционный объем камеры сгорания целесообразно осуществлять через радиальный соединительный канал

диаметром 7...10 мм и длиной не более 50 мм на расстоянии, максимально приближенном к огневому днищу. При использовании камер сгорания с длинными антипульсационными перегородками (более 90 мм) ввод возмущений следует осуществлять в полость между лопастями перегородок.

Для газогенераторов соединительный канал следует располагать таким образом, чтобы его выходное сечение и огневое днище не были разделены конструктивными элементами (решетками, соплами, шайбами и т.д.).

Окружное расположение канала ввода возмущений (ВУ) относительно датчиков пульсаций давления (D_1 , D_2) представлено на рисунке 3.9.

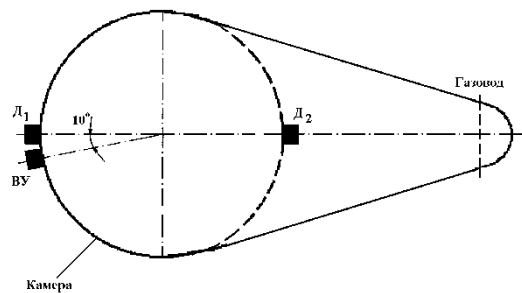


Рисунок 3.9 - Схема размещения датчиков пульсаций давления и канала ввода импульсных возмущений на камере

3.4 Проведение испытаний с вводом тестирующих импульсных возмущений

Ввод тестирующих импульсных возмущений следует осуществлять в пределах проверочного квадрата функциональных установившихся режимов работы двигателя и на неустановившихся режимах (запуска, переходных).

На исследуемых установившихся функциональных режимах работы двигателя возмущения в камеру целесообразно вводить от пятиимпульсного возмущающего устройства (рисунки 3.1, 3.2), снаряжаемого зарядами ВВ различной величины, включая минимальную. Минимальная масса заряда ВВ – 0,6 г.

Первое возмущение вводится от заряда с минимальной массой ВВ, последующие – от зарядов с нарастающей массой (0,6, 1,0; 1,4; 1,8; 2,2 г).

На переходных режимах возмущения вводятся от зарядов массой 0,6 г.

В газогенераторах для ввода тестирующих импульсных возмущений следует использовать двухимпульсное возмущающее устройство с ловушкой осколков мембран (рисунок 3.5).

На установившихся (стационарных) функциональных режимах работы камеры сгорания интервалы времени между двумя последовательными возмущениями назначаются не меньшими 1 с.

На неустановившихся режимах (запуска и переходных) интервалы времени между возмущениями – не менее 0,1 с.

3.5 Разработка метода «жесткого» возбуждения высокочастотных колебаний давления с применением перспективного электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ), на основе явления взрыва металлического проводника тока

В настоящее время оценка устойчивости рабочего процесса к ВЧ колебаниям осуществляется с помощью ввода в реакционный объём камеры сгорания через канал в её стенке импульса давления от внешнего возмущающего устройства (ВУ). В качестве источника давления в этих ВУ используется навеска взрывчатого вещества (ВВ), изолированного от канала, по которому вводится импульс давления в камеру сгорания, металлической мембраной. Влетая в камеру сгорания при подрыве заряда ВВ осколки такой мембраны могут повредить внутреннюю оболочку камеры сгорания. В этой связи наличие мембраны в устройствах является недостатком этих устройств.

К недостаткам традиционных ВУ следует также отнести значительный разброс величин генерируемых ими импульсов давления в камере сгорания при одинаковой величине навесок взрывчатого вещества и параметров среды в камере сгорания, что, по-видимому, связано с разбросом: массы навески, плотности ее укладки, толщины мембраны и др.

Для устранения вышеназванных недостатков ВУ предложено [25] использовать явление взрыва металлического проводника электрического

тока (проволочки) при разряде через него заряженного конденсатора с накопленной энергией в несколько тысяч джоулей. Следует отметить, что в настоящее время используются навески взрывчатого вещества величиной 0,6-2,2 г. в тротиловом эквиваленте. Также следует отметить, что взрыву одного грамма тротила эквивалентна выделенная в момент взрыва проволоочки энергия равная [26] примерно 4390 Дж. Для выделения на проволочке такой энергии достаточно зарядить конденсатор ёмкостью, 500 МкФ до ~4200 вольт.

Основанием и исходными данными для разработки метода послужили результаты исследования воздействия на рабочий процесс в модельной камере сгорания, работающей при давлении близком к атмосферному, взрыва непосредственно в камере сгорания электрического проводника (проволочки) [27, 28], а также материалы, представленные в работах [29, 30].

Результаты исследований предполагается использовать при расчёте рабочих параметров и разработке конструкции перспективных возмущающих устройств для оценки устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД к высокочастотным колебаниям давления, использующих эффект взрывающихся проводников.

Проводимые исследования направлены на устранение существенных недостатков используемых в настоящее время возмущающих устройств, в этой связи эти исследования являются актуальными. Мировая новизна темы подтверждена патентами [29, 30].

Явление электрического взрыва проводников (ЭВП) известно уже более 230 лет. Многогранность и необычность явления стимулировали в XX в. его детальные исследования с самых различных точек зрения. В настоящее время ЭВП представляет значительный интерес для физики конденсированного состояния, физики плазмы, высокотемпературной теплофизики, высоковольтной электротехники и смежных областей науки. Это обусловлено тем, что вещество проводника успевает пройти все фазовые состояния – от твердого до плазменного за короткий промежуток времени. При этом процессы, которыми сопровождается взрывообразное разрушение проводника

(быстрая потеря проводимости, импульс перенапряжения, ударные волны, диспергирование проводника в нанопорошок) и последующая стадия разряда по продуктам взрыва (пинч-эффект, импульс рентгеновского излучения) позволяют широко использовать ЭВП в различных областях науки и техники

До настоящего времени физическая интерпретация электрического взрыва проводников, несмотря на усилия многих исследователей, является приближенной, и многие процессы, сопровождающие явление ЭВП не могут найти достаточного объяснения в рамках известных физических моделей. В этой связи экспериментальные исследования различных процессов, сопровождающих ЭВП при различных режимах взрыва, являются актуальными как с научной (для установления физики процессов), так и с практической (для оптимального управления процессами) точек зрения [31].

Наиболее важными факторами, влияющими на характеристики ЭВП, являются электрофизические характеристики металла проводника, плотность введенной в проводник энергии, скорость нагрева или плотность тока, плотность и акустическая жесткость среды, окружающей проволочку [32]

Одним из важных физических процессов, сопровождающих взрыв проводника является возникновение при взрыве проводника в окружающей проводник среде волны давления (ударной волны) Этому физическому явлению посвящено ряд работ [32, 33, 34]. В этих работах показано, например, что существует некоторое оптимальное соотношение сечения взрываемого проводника и энергии конденсаторной батареи, позволяющее получить максимальное давление в ударной волне, что легирование металла может приводить к изменению амплитуды давления, что влияние насыщения исходного металла водородом при ЭВП приводит к увеличению амплитуды и уменьшению времени нарастания импульса напряжения и т.д.

В ракетной технике ударная волна (волна давления) находит применение для воздействия на рабочий процесс в камере сгорания ЖРД с целью оценки устойчивости рабочего процесса к высокочастотным колебаниям (ВЧ) давления. Ударная волна, инициируемая взрывающейся

проволочкой, впервые была успешно использована для оценки устойчивости рабочего процесса к ВЧ колебаниям в однофорсуночной модельной камере сгорания ЖРД при давлении в ней близком к атмосферному в работах [35, 36]. Взрыв проволочки при этом осуществлялся непосредственно внутри камеры сгорания. Вследствие высокой температуры внутри натурной камеры сгорания ЖРД, использовать взрывающуюся проволочку для создания ударной волны затруднительно. В настоящее время, как было сказано выше, импульс давления (волна давления, ударная волна) в камере сгорания создаётся с помощью внешнего возмущающего устройства, использующего взрывчатое вещество. Для разработки возмущающего устройства, использующего эффект взрывающихся проводников, потребовалось разработать принципиально новые решения [37,38].

3.5.1 Разработка концепции электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ) для создания импульсов давления в реакционном объеме камеры сгорания

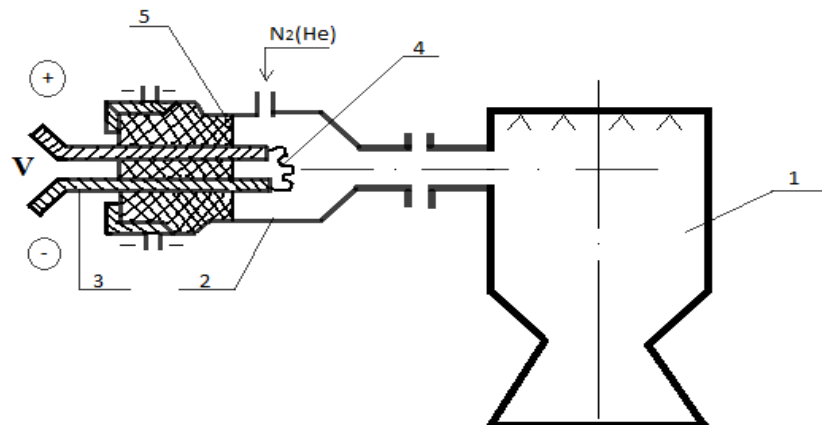
По аналогии с организацией рабочего процесса в вышерассмотренных ВУ рассматриваемое в настоящей работе устройство также выполнено с взрывной камерой, соединённой каналом с реакционным объёмом камеры сгорания. В отличие от вышерассмотренных ВУ, в разрабатываемом ЭИВУ вместо навески ВВ используется закреплённая на изолированных электродах тонкая проволока (проволочка). В качестве вещества, используемого для создания импульса давления, в ЭИВУ используется заполняющий взрывную камеру газ, масса которого зависит от давления в камере сгорания и соответственно во взрывной камере ВУ.

Так, например, масса азота, который используется для продувки ВУ, заполняющего взрывную камеру с объёмом 8см^3 при давлении 10 МПа, составляет $\sim 1\text{г}$. Если мгновенно нагреть этот азот до температуры несколько тысяч градусов можно получить газ, близкий по параметрам к продуктам сгорания ВВ в традиционных ВУ. Осуществить такой нагрев можно путём

разряда через проволочку заряженного до нескольких тысяч вольт электрического конденсатора. При этом сначала происходит мгновенное (в течение нескольких микросекунд) испарение проволочки, а затем через образовавшийся на месте проволочки плазменный канал, происходит окончательная разрядка конденсатора с выделением практически всей накопленной в конденсаторе энергии. Температура плазмы при этом, по разным источникам, может достигать при этом от нескольких десятков до нескольких миллионов градусов. Можно предположить, что процесс теплообмена при этом будет осуществляться как лучистым, так и конвективным путём между разлетающимися в радиальном направлении наночастицами и окружающим проволочку газом. Возможен также нагрев газа при адиабатическом сжатии его ударной волной от взорвавшейся проволочки.

Образующиеся после испарения проволочки и конденсации паров частицы металла имеют величину нескольких нанометров [39,40] и поэтому никак не смогут повредить внутреннюю оболочку камеры сгорания

Предлагаемая концепция ЭИВУ схематично представлен на рисунке 3.10.



1. Камера сгорания ЖРД; 2. ЭИВУ (электроимпульсное возбуждающее устройство); 3. Электроды; 4. Взрывающийся электрический провод (проволочка); 5. Электроизолятор.

Рисунок 3.10 - Схематическое изображение предлагаемой концепции ЭИВУ

3.5.2 Разработка конструкции электроимпульсного возмущающего устройства

В соответствии с вышерассмотренной концепцией в ФКП «НИЦ РКП» была разработана экспериментальный образец однозарядного электроимпульсного возмущающего устройства. Конструкция такого устройства показана на рисунке 3.11.

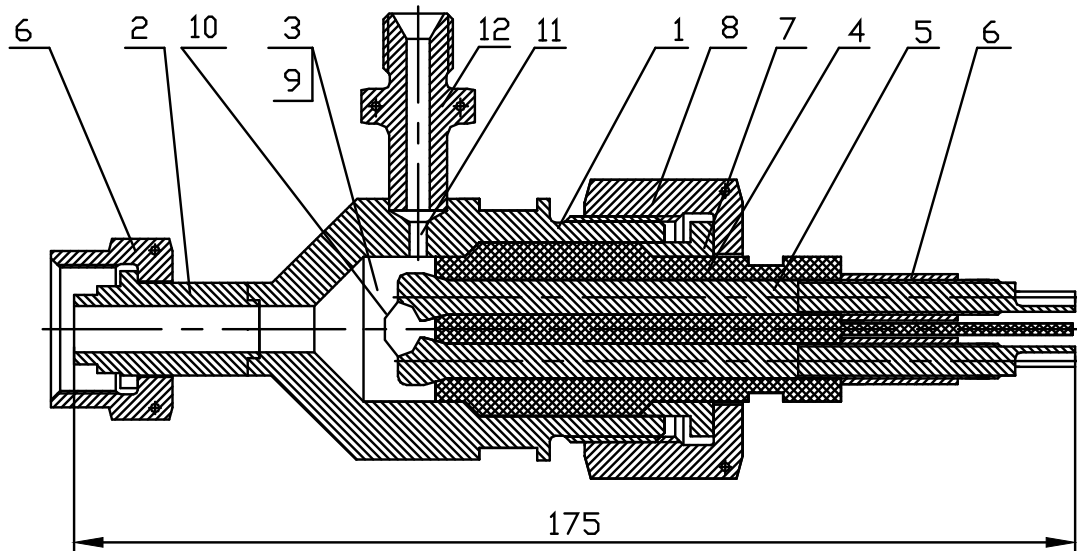


Рисунок 3.11 - Конструкция генератора импульсов давления (ЭИВУ), использующего явление взрывающихся проводников

ЭИВУ содержит корпус 1 с присоединённым к нему ниппелем 2, через который в камеру сгорания вводится импульс давления. В корпусе 1 выполнена полость 3, в которой плотно установлен электрический узел 4, представляющий собой изготовленное из диэлектрика осесимметричное тело с плотно закрепленными в нём электродами 5. Электроды удерживаются в изоляторе с помощью резьбовых втулок 6. Сам изолятор закреплён в корпусе 1 с помощью нажимной втулки 7 и накидной гайки 8. Между торцом изолятора 4 и торцевой поверхностью полости 3 образована взрывная камера 9, в которую выступают концы электродов 5. К концам электродов 5 припаяна взрывающаяся проволока 10. На корпусе 1 выполнено отверстие 11 с приваренным к нему штуцером 12 для продувки взрывной камеры азотом.

Экспериментальный образец однозарядного ЭИВУ представлен на рисунке 3.12.



Рисунок 3.12 - Фотография экспериментального ЭИВУ, который был использован на пробных испытаниях

3.5.3 Экспериментальная установка для проведения испытаний в модельных условиях электроимпульсного возмущающего устройства

Испытания ЭИВУ проводились на установке «Импульс» (Д01730), на которой в ФКП «НИЦ РКП» проводились и проводятся в настоящее время испытания традиционных ВУ со взрывчатыми веществами. Общий вид участка экспериментальной установки для тестирования ЭИВУ показан на рисунке 3.13.



Рисунок 3.13 - Фотография трубы высокого давления (ударной трубы) с присоединённым к ней ЭИВУ

Функциональная схема участка экспериментальной установки с трубой высокого давления схематично изображена на рисунке 3.14. На рисунке цифрой 1 показана труба высокого давления, цифрой 2 - испытываемое ВУ, показаны также датчики давления типа ЛХ и система регистрации импульсов давления, включающая ПЭВМ и модуль «L-card».

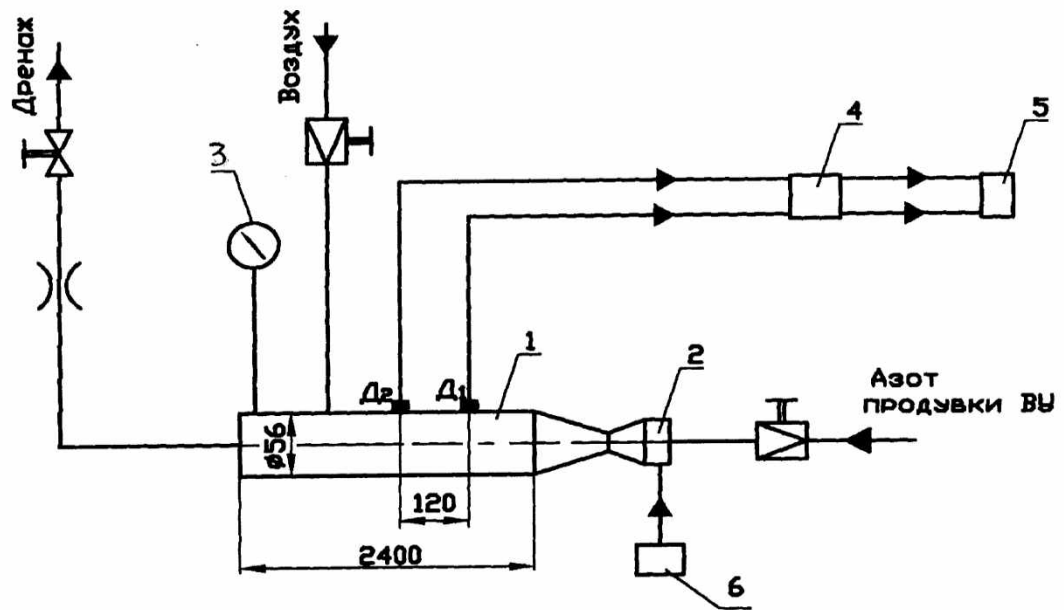


Рисунок 3.14 - Функциональная схема участка экспериментальной установки, на котором проводились пробные испытания ЭИВУ

1. труба;
2. ЭИВУ;
3. манометр;
4. модуль «L-CARD»;
5. ПЭВМ;
6. блок конденсаторов;

Д₁, Д₂ - датчики пульсаций давления.

Электрическая схема, с помощью которой осуществлялся подрыв проволочки в ЭИВУ, показана на рисунке 3.15. Схема содержит блок конденсаторов 1 присоединённых с помощью проводников через разрядник 2 к электродам ЭИВУ 3. К конденсаторам 1 в свою очередь через выключатель

4 подсоединён источник высокого постоянного напряжения ИВН-3 5. Величина напряжения, до которого заряжался блок конденсаторов, определялась с помощью вольтметра 6. Процесс зарядки конденсаторов контролировался с помощью амперметра 7. Величина тока зарядки ограничивалась резистором 8.

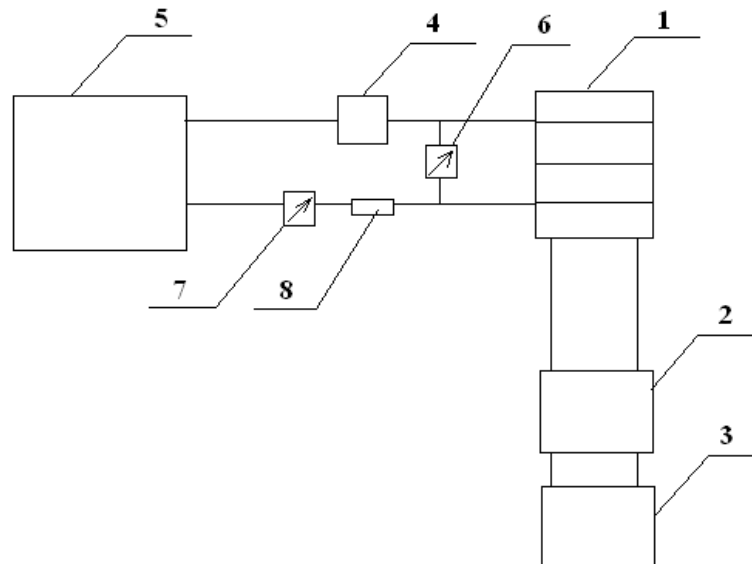


Рисунок 3.15 - Электрическая схема накопления электрической энергии и осуществления взрыва электрических проводников (проволочек)

Регистрации импульсов давления осуществлялась с помощью схемы измерений, показанной на рисунке 3.16. На рисунке позицией 1 обозначены датчики давления, позицией 2 – усилитель заряда L-CARD «LE-41», позицией 3 - модуль L-CARD «LTR - U – 1», позицией 4 обозначена ПЭВМ.

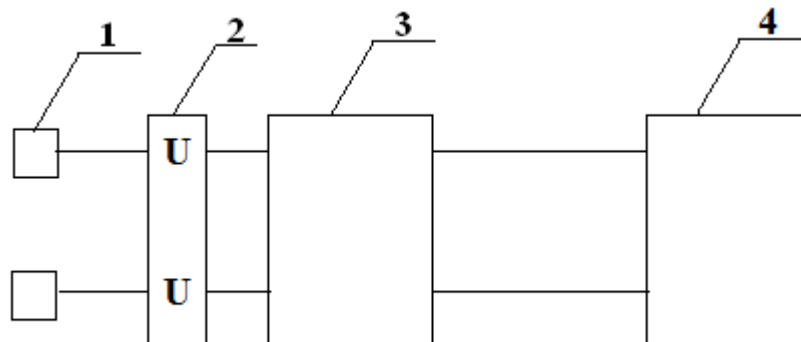


Рисунок 3.16 - Схема регистрации импульсов давления

3.5.4 Методика проведения экспериментов в модельных условиях

Эксперименты осуществлялись следующим образом. К электродам 5, вынутого и корпуса 1 электрического узла 4 ЭИВУ (рисунок 3.11), прикреплялась с помощью пайки проволочка 10. После закрепления электрического узла 4 в корпусе 1 ЭИВУ пристыковывалось к камере высокого давления установки «Импульс». От системы подачи воздуха высокого давления камера надувалась до заданного давления. В рассматриваемой серии экспериментов камера надувалась до давления 0,8 МПа. Параллельно с наддувом камеры высокого давления осуществлялась с помощью источника высокого напряжения 5 (рисунок 3.15) зарядка до заданной величины напряжения блока конденсаторов 1. При достижении заданной величины напряжения блок конденсаторов подключался с помощью пускателя 2 к электродам 5 (Рисунок 3.11). При этом происходило испарение проволочки и через образовавшийся на месте испарившейся проволочки канал осуществлялся окончательный разряд блока конденсаторов. Выделившаяся при этом тепловая энергия уходила на нагрев среды, окружавшей проволочку (во взрывной камере), что сопровождалось подъемом давления во взрывной камере 9 (Рисунок 3.11) и соответственно поступлением импульса давления в камеру сгорания.

3.5.5 Математическая модель электрического взрыва металлического проводника тока

Неоднократные попытки исследователей, связанные с аналитическим описанием процесса электрического взрыва (ЭВ) проводников при разряде через них заряженного до нескольких тысяч вольт конденсатора, не привели до сих пор к получению удобных соотношений, применяемых в его практических расчетах. Численное моделирование этого сложного процесса на ПЭВМ требует задания основных исходных данных, включая электрические параметры разрядного контура генераторов импульсных напряжений ((ГИН) (блок конденсаторов, разрядник и устройство управления

разрядником), физические параметры окружающей проводники среды, электрофизические и геометрические характеристики проводников [41]. Однако на практике зачастую часть этих данных необходимо не задавать, а определять. Кроме того, развитый в [41] метод подобия для электрически взрывающегося в разрядной цепи ГИН проводника содержит многочисленные эмпирические зависимости и коэффициенты, затрудняющие понимание электрофизических процессов, протекающих при его ЭВ, и усложняющие обдуманый выбор основных параметров ГИН, электрофизических и геометрических характеристик проводника. Согласно результатам экспериментального изучения ЭВ в воздухе медных цилиндрических проводников [47] было установлено, что отношение энергии, подводимой к проводнику в процессе его ЭВ, к запасенной в ГИН электрической энергии W_c может составлять до 0,95, т.е. энергия диссипации в разрядном контуре ГИН может не превышать 5% от W_c [41].

Допущения и постановка задачи

Примем, что электротепловому воздействию высокого напряжения подвергаются медные цилиндрические проводники, для которых справедливо условие $l \gg d$, где l , d – соответственно длина и диаметр проводника, а температура окружающей проводник среды, равна комнатной $\theta_0 = 20$ °С.

Считаем, что в процессе достижения поставленной цели выполняются следующие допущения:

1. Радиальные распределения тока и температуры по поперечному сечению электрически взрывающихся проводников носят равномерный характер [46].
2. Классические зависимости для тепло – и электрофизических характеристик материала проводников от температуры справедливы и для условий их ЭВ [42].
3. Запасенная в ГИН электрическая энергия затрачивается на нагрев и фазовые превращения материала электрически взрывающихся проводников, а оставшаяся её часть (в зависимости от накопленного на конденсаторах

напряжения и их ёмкостных характеристик) после «взрыва» проводника взаимодействует с окружающей его средой [43].

4. Изменением значений удельной теплоемкости и плотности материала проводников в процессе их ЭВ можно пренебречь [41].

5. Процесс нагрева материала проводников от температуры его кипения до начала фазы испарения материала электрически взрывающихся проводников происходит практически мгновенно.

С учетом принятых допущений разработана расчетная модель ЭВ проводников на начальной стадии их взрыва (плавление и фазовый переход жидкий металл–пар), базирующуюся на электротепловой природе их взрывного разрушения и позволяющую на основе аналитических соотношений сравнительно легко и физически понятно осуществлять приближенный выбор основных параметров ГИН, процесса ЭВ проводников и характеристик электрически взрывающихся под воздействием высокого напряжения цилиндрических проводников.

Основные расчетные соотношения и анализ полученных результатов

Для электротепловой энергии E_i , выделяющейся в проводнике с импульсным током, в соответствии с законом Джоуля-Ленца [44] имеем:

$$E_i = RS^2 J_c, \quad (4.1)$$

где R , S - соответственно активное сопротивление и поперечное сечение проводника;

$J_c = \int_0^{t_e} \delta dt$ - интеграл тока для проводника [45]; δ - плотность аксиального тока в проводнике; t_e - время, соответствующее моменту определения интеграла тока J_c .

Используя на основании закона Ома при принятых допущениях классическое соотношение $R = l/S\gamma$ [41], где γ - удельная электропроводимость материала проводника, выражение (4.1) запишем в виде:

$$E_i = lSJ_c / \gamma, \quad (4.2)$$

Тогда из (4.2) и условия ЭВ проводника [46] следует следующее соотношение для приближенного определения основных геометрических характеристик электрически взрывающегося проводника:

$$l_e = \frac{E_e \gamma_e}{J_e S_e}, \quad (4.3)$$

где l_e , S_e – соответственно критические значения длины и поперечного сечения электрически взрывающегося проводника; γ_e – удельная электропроводимость материала проводника на начальной стадии его ЭВ; E_e – критическое значение электротепловой энергии, вводимой в электрически взрывающийся проводник; J_e – критическое значение интеграла тока для проводника при его ЭВ (для меди $J_e = 1,95 \cdot 10^{17} \text{ A}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{м}^4$ [109]).

Одним из подтверждений достоверности выражения (4.3) являются приведенные в [48] экспериментальные данные, которые свидетельствуют о том, что энергия взрыва цилиндрического проводника прямо пропорциональна его объему, т.е. произведению $l_e \cdot S_e$. При известных значениях запасенной на конденсаторах электрической энергии $E_0 \geq E_e$, выбранном материале проводника и заданном значении его поперечного сечения $S = S_e$ соотношение (4.3) позволяет однозначно выполнить приближенный выбор критической длины проводника l_e . Следует заметить, что при окончательном выборе значений l_e необходимо пользоваться следующими двумя неравенствами. Первое – $l_e > l_{\min}$, где l_{\min} – минимальное значение длины проводника, определяемое электрическим пробоем вдоль поверхности проводника до его ЭВ [47]. Второе – $l_e < l_{\max}$, где l_{\max} – максимальное значение длины проводника, при котором проводник электрически не взрывается ($E_0 < E_e$).

Для нахождения значений γ_e и их дальнейшей подстановки в (4.3) при используемых допущениях можно воспользоваться следующим приближенным соотношением:

$$\theta_e = \frac{\gamma_0}{[1 + \theta_e c_0 \beta_0]}, \quad (4.4)$$

где γ_0 - удельная электропроводимость материала проводника до разряда через него блока конденсаторов, т.е. при температуре окружающей воздушной среды, равной комнатной $\theta_0 = 20$ °С (для меди $\gamma_0 = 5,81 \cdot 10^7$ См/м); c_0 - удельная теплоемкость, отнесенная к единице объема материала проводника (для меди $c_0 = 3,92 \cdot 10^6$ Дж/м³·°С [109]); $\theta_e = (\theta_m - \theta_0)$ - критическое превышение температуры материала проводника; θ_m - температура кипения материала проводника (для меди $\theta_m = 2590$ °С); β_0 - тепловой коэффициент удельной электропроводимости материала проводника (для меди $\beta_0 = 1,31 \cdot 10^{-9}$ м³/Дж).

После элементарных преобразований из (4.3) получаем следующее простое выражение для аналитического определения минимальной критической плотности электротепловой энергии W_{et} в электрически взрывающемся проводнике:

$$E_{et} = \frac{J_e}{\gamma_e}, \quad (4.5)$$

Из (4.5) видно, что минимальная критическая плотность электротепловой энергии E_{et} для взрываемого проводника является практически неизменной величиной, зависящей только от свойств выбранного материала проводника, его начального и конечного теплового состояний. Представлено вычисленное по (4.4) и (4.5) приближенное численное значение E_{et} для медного проводника. Это аналитически полученное численное значение для $E_{et} = 4,76 \cdot 10^{10}$ Дж/м³ близко к удельной энергии (теплоте) сублимации для меди, найденной экспериментально и равной $E_c = 4,68 \cdot 10^{10}$ Дж/м³ [46]. Заметим,

что удельная энергия сублимации E_c представляет собой количество теплоты, необходимой для перевода единицы объема материала проводника в металлический пар, состоящий из нейтральных атомов [47, 48]. В связи с этим введенную величину E_{et} можно трактовать как минимальную удельную энергию электротеплового разрушения материала проводника.

Знание E_{et} позволяет найти минимальное значение запасаемой на конденсаторах электрической энергии E_{Omin} , приводящее к ЭВ проводника, в виде:

$$E_{Omin} = l_e S_e E_{et}. \quad (4.6)$$

Из (4.6) следует, что чем больше критические значения l_e и S_e для проводника, тем требуется и большее значение запасаемой на конденсаторах электрической энергии, вызывающей его ЭВ. Для надежного обеспечения ЭВ проводника в разрядной цепи ГИН необходимо выполнение следующего условия:

$$E_O > E_{Omin}. \quad (4.7)$$

В адиабатическом режиме для скорости ввода критической плотности электротепловой энергии dE_{et}/dt в электрически взрываемый проводник имеем:

$$\frac{dE_{et}}{dt} = \frac{\delta_e^2}{\gamma_e}, \quad (4.8)$$

где δ_e - критическое значение плотности тока во взрывающемся проводнике.

Из теории нестационарной теплопроводности [41] для скорости нарастания температуры критического нагрева проводников $d\theta_e/dt$ при их ЭВ получаем:

$$\frac{d\theta_e}{dt} = c_0^{-1} \frac{dE_{et}}{dt}. \quad (4.9)$$

Из (4.9) следует, что чем больше скорость ввода критической плотности электротепловой энергии dE_{et}/dt в проводник, тем будет и выше скорость нарастания температуры его критического нагрева $d\theta_e/dt$. Поэтому для достижения рекордных значений $d\theta_e/dt$ в проводниках необходимо использовать максимально возможные в них значения плотности импульсного тока δ_e , т.е. предельные для разрядной цепи ГИН амплитудные значения тока.

Важной характеристикой процесса ЭВ проводников является время до их взрыва t_a , равное времени от момента начала ввода электротепловой энергии E_e в проводник до момента формирования пикового электрического напряжения на нем, соответствующего моменту взрывного разрушения проводника [89]. Из (4.5) и (4.8) для времени до взрыва проводника t_a находим:

$$t_{\hat{a}} = E_{et} / \frac{dE_{et}}{dt} = \frac{J_e}{\delta_e^2}. \quad (4.10)$$

Из (4.10) видно, что для уменьшения значений t_a необходимо увеличивать скорость ввода в проводник критической плотности электротепловой энергии dE_{et}/dt и соответственно повышать критическую плотность тока δ_e в проводнике. Причем, в случае применения для ЭВ проводника разрядного тока ГИН, изменяющегося по закону экспоненциально затухающей синусоиды, для получения наименьших значений t_a его затухание (отношение α/ω – соответственно коэффициент затухания и круговая частота разрядного тока ГИН, $\omega \leq 2\pi(\mu_0 \gamma_e S_e)^{-1}$, где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [98]) и одновременно токовую амплитуду требуется выбирать наибольшими. Согласно (4.10) для выбранного материала проводника, т.е. заданного для проводника критического значения интеграла тока J_e , значение t_a определяется только значением критической плотности тока δ_e в проводнике. Чем больше

амплитуда δ_e для проводника, тем меньше его t_a . Для получения минимальных значений t_a и соответственно предельных временных характеристик сверхскоростных размыкателей сильноточных электрических цепей [48] для взрывающегося проводника необходимо создавать максимально возможную токовую перегрузку, т.е. использовать следующее условие:

$$\delta_e > \delta_{em}. \quad (4.11)$$

В этом случае при принятых нами допущениях и известном предельном значении амплитуды I_m импульсного тока i_δ в разрядной цепи ГИН численное значение амплитуды δ_e может быть найдено из соотношения:

$$\delta_e = \frac{i_\delta}{S_e}. \quad (4.12)$$

Полученная аналитическая зависимость (4.10) для t_a от плотности тока в проводнике в виде $1/\delta_e^2$ была экспериментально подтверждена в [49], а результаты расчета по ней времени до взрыва t_a сплошных круглых медных проводников удовлетворительно согласуются с данными экспериментов по исследованию начальной стадии ЭВ цилиндрических проводников в разрядной цепи ГИТ, приведенными в [45].

Определив по формуле (4.10) значение t_a , выполняем необходимый для выражения (4.3) уточненный выбор критического сечения S_e электрически взрывающегося проводника из следующего соотношения:

$$S_e = \sqrt{\frac{J_d}{J_e}}, \quad (4.13)$$

где $J_d = \int_0^{t_a} i_\delta^2 dt$ - интеграл действия тока i_δ , протекающего по проводнику

Упрощенное описание процесса электрического взрыва проводника под воздействием высокого напряжения

Анализ полученных результатов приближенного расчета ЭВ цилиндрических проводников с использованием материала известных работ по электрически взрывающимся проводникам [45-50] позволяет дать приближенное представление о электротепловом механизме ЭВ в воздухе цилиндрического проводника, испытывающего воздействие быстрого импульсного тока. На первой стадии взрыва проводник большой плотностью импульсного тока δ_e разогревается до температуры плавления и последующего кипения материала. Длительность этого процесса согласно формуле (4.10) обратно пропорциональна скорости ввода в проводник критической плотности электротепловой энергии dE_{et}/dt и соответственно величине δ_e^2 . Из-за интенсивного тепловыделения внутри жидкого материала проводника повышается давление. Внутренняя удельная тепловая энергия проводника при этом достигает в соответствии с выражением (4.5) значения критической плотности электротепловой энергии E_{et} , т.е. удельной энергии электротеплового разрушения материала проводника. На второй стадии взрыва проводника, когда гидродинамическое давление внутри жидкого материала проводника сравнивается с внешним магнитным давлением, наружные слои материала проводника начинают испаряться и разлетаться в радиальном направлении. Происходит увеличение поперечного сечения проводника, превращение материала проводника в мелкодисперсную массу, резкое уменьшение удельной электропроводимости этой массы по сравнению с удельной электропроводимостью материала проводника до воздействия на него высокого напряжения и как следствие этого – потеря материалом проводника металлической проводимости. Последнее вызывает быстрый рост активного сопротивления разрушенного материала проводника, уменьшение (спад) разрядного тока ГИН и пикообразное возрастание электрического напряжения на образовавшемся вместо проводника разрядном промежутке, экспериментально зафиксированное многочисленными исследователями

явления ЭВ и достигающее своего максимального значения в момент взрывообразного разрушения проводника.

Введенная энергия и импульс давления при взрыве проводников

В большинстве случаев парообразное состояние металлов описывается кинетической теорией газов с достаточной точностью. Это позволяет рассмотреть поведение сильно нагретого металла (введенная в металл энергия w порядка энергии сублимации металла w_c), используя уравнения состояния идеального газа. Тогда давление в функции внутренней энергии e_{int} и энтальпии h (для случая постоянных удельных теплоемкостей) можно записать [51]:

$$P = e_{\text{int}} \rho (\gamma - 1) = h \rho (\gamma - 1) / \gamma, \quad (4.14)$$

где h – энтальпия; ρ – плотность [кг/м³]; $\gamma = C_p/C_v$ – коэффициент политропы. Учитывая зависимость давления от внутренней энергии и энтальпии, а также имеющиеся литературные данные по экспериментальным исследованиям ударных волн при ЭВП, было сделано предположение, что общей и универсальной является зависимость амплитуды импульса давления P от величины относительной введенной энергии E_{et}/E_0 :

$$P = f(E_{\text{et}}/E_0), \quad (4.15)$$

Введенная в проводник энергия описывается уравнением:

$$\frac{E_{\text{et}}}{E_0} = \sqrt{\frac{J_e}{J_0}}, \quad (4.16)$$

где E_{et} – энергия, введенная в проводник; E_0 – энергия, запасенная в конденсаторной батарее; J_e – интеграл действия тока, требуемый для взрыва данного металла; $J_0 = C_0 U_0^2 / z s^2$ – потенциальное действие контура; $z = (L_c/C_0)^{0.5}$; s – сечение проводника.

Энергия волны давления в приближении плоской звуковой волны есть

$$E_P = \int_V dV \frac{P^2}{\rho_0 c_0^2}, \quad (4.17)$$

$$\text{отсюда } E_P = \int_V dV \frac{\left(\sqrt{\frac{J_e}{J_0}}\right)^2}{\rho_0 c_0^2} \quad (4.18)$$

где ρ_0 , c_0 – плотность и скорость звука в невозмущенном материале.

Считая элемент объема как $dV = \pi r^2 l dr$ (r – сечение проводника, l – длина проводника),

а расстояние, пройденное волной – $dr = c_0 dt$, окончательно получим

$$E_P = \frac{\pi r^2 l}{\rho_0 c_0} \int_{t_0}^t \left(\sqrt{\frac{J_e}{J_0}}(t) \right)^2 dt \quad (4.19)$$

3.5.6 Результаты пробных экспериментов в модельных условиях

На рисунке 3.17 показана типичная полная запись затухающих колебаний давления после ввода в камеру высокого давления импульса при срабатывании ЭИВУ.

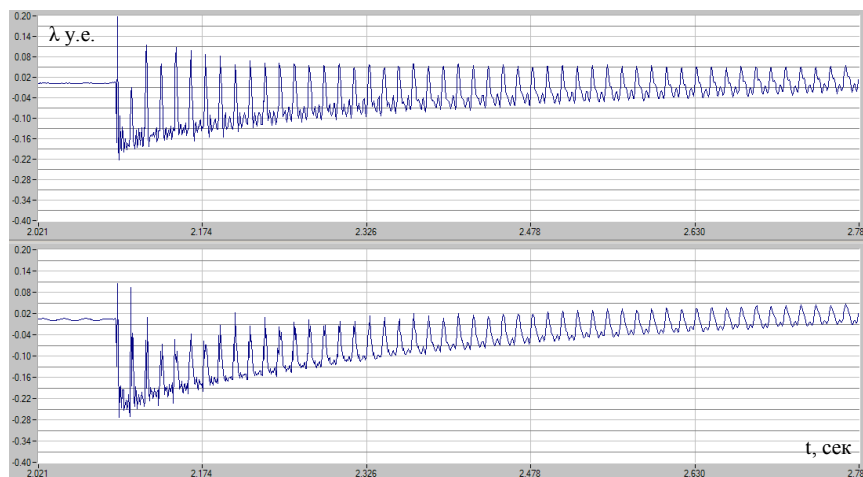


Рисунок 3.17 - Полная запись затухающих колебаний давления

Принципиально эта картина не отличается от картины затухающих колебаний давления в этой же трубе при подаче в неё импульса давления от традиционного ВУ, использующего взрывчатое вещество показанной на рисунке 3.18.

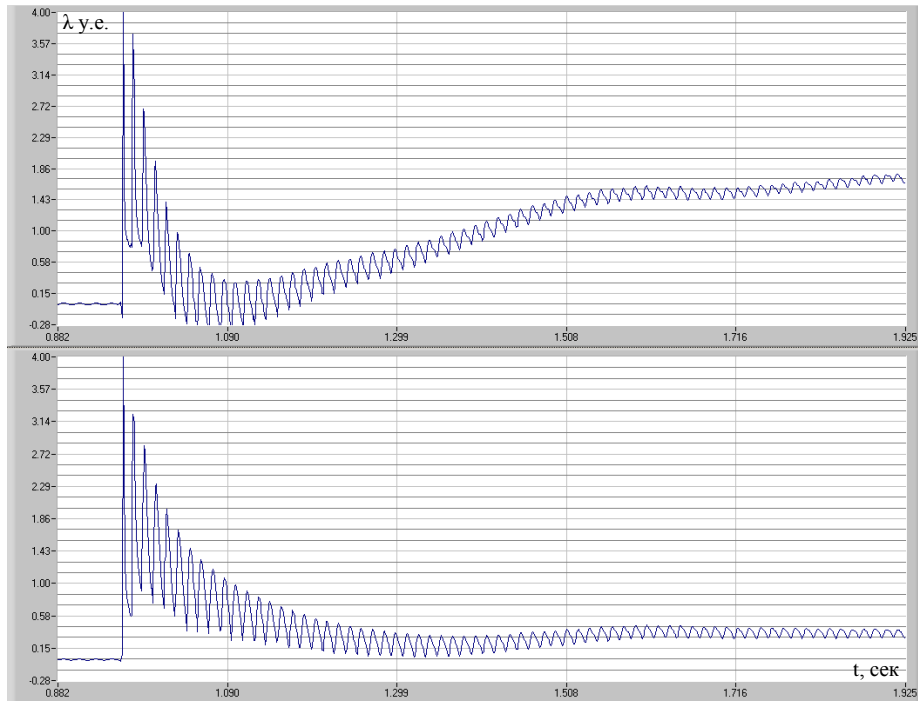


Рисунок 3.18 - Реакция датчиков на прямое прохождение ударной волны от ВУ, использующего взрывчатое вещество

На рисунке 3.19 показана растянутая запись колебаний давления, показанных на рисунке 3.17.

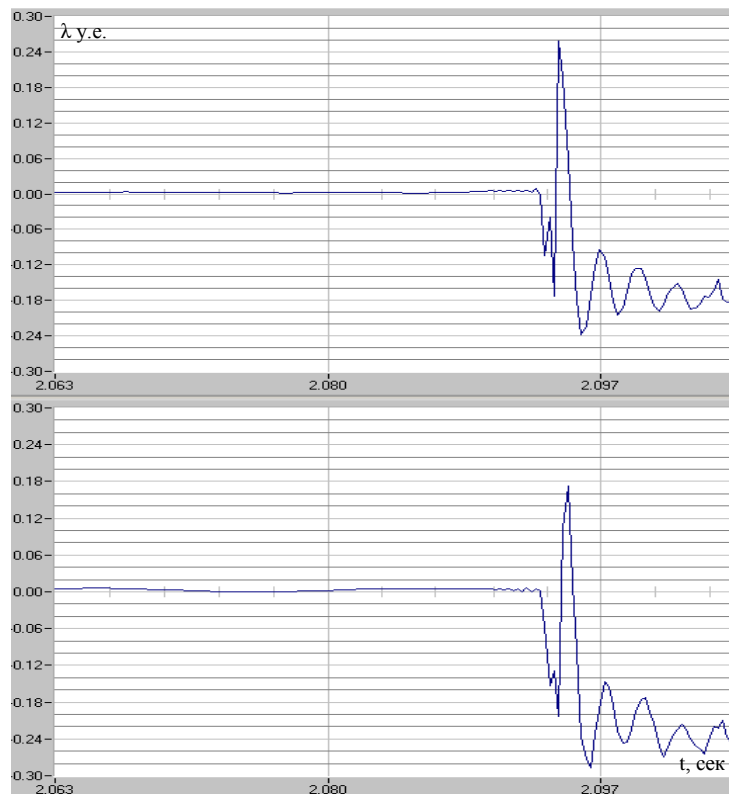


Рисунок 3.19 - Растянутая запись колебаний давления

При обработке результатов экспериментов в этой работе в качестве величины импульса давления, поступающего в камеру при срабатывании ЭИВУ, принималась величина амплитуды первой волны колебаний, возникающих в модельной камере при вводе в неё импульса давления.

Выше было высказано предположение, что при прочих равных условиях величина импульса давления должна зависеть от массы газа, заполняющего внутреннюю полость ЭИВУ, в которой находится взрывающаяся проволочка.

При неизменном объёме полости массу газа можно изменять путём повышения или понижения его плотности, например, изменяя давление в камере. Результаты пробных экспериментов, проведенных при одинаковом напряжении на конденсаторах, емкости конденсаторов, диаметре и материале проволочки, но разных давлениях, показаны на рисунке 3.20. Из рисунка следует, что с изменением давления (плотности газа) в модельной камере и соответственно во внутренней полости ЭИВУ изменяется и величина импульса давления.

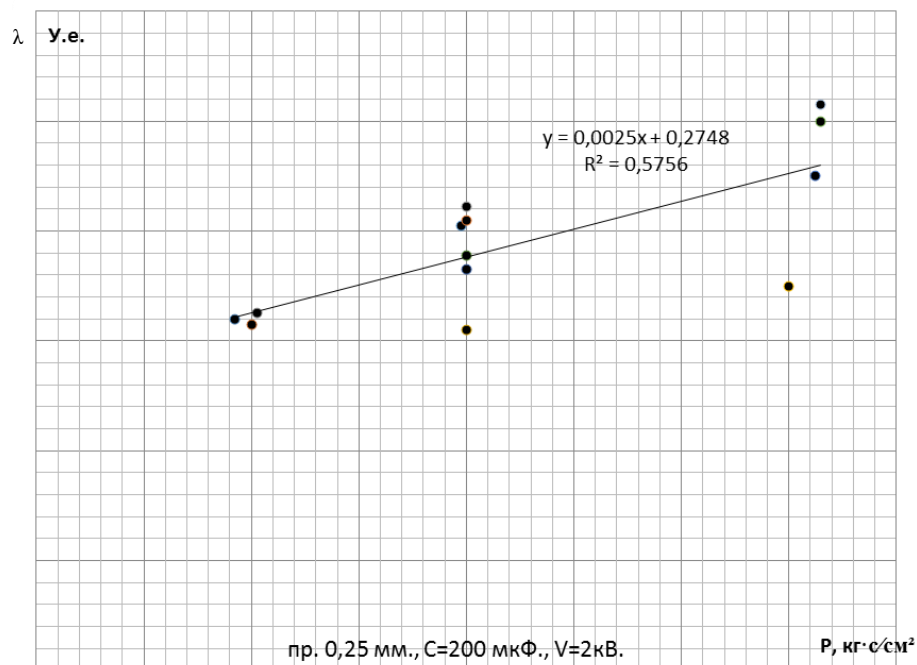


Рисунок 3.20 - Зависимость величины импульса давления от величины давления в модельной камере.

С изменением поперечного размера взрывающейся проволоочки изменяется её масса, количество образующихся при её взрыве частиц, взаимодействующих с окружающей проволоочку средой. Выше было высказано предположение, что от поперечного размера проволоочки, в этой связи, может также зависеть величина импульса давления, возбуждаемого при взрыве проволоочки в модельной камере. На рисунке 3.21 показаны результаты пробных экспериментов с использованием проволоочек с разными поперечными размерами (диаметрами) при прочих равных условиях. Из представленных на рисунке предварительных результатов следует, что величина импульса давления, возникающего в модельной камере при срабатывании ЭИВУ, от поперечного размера проволоочки зависит не сильно.

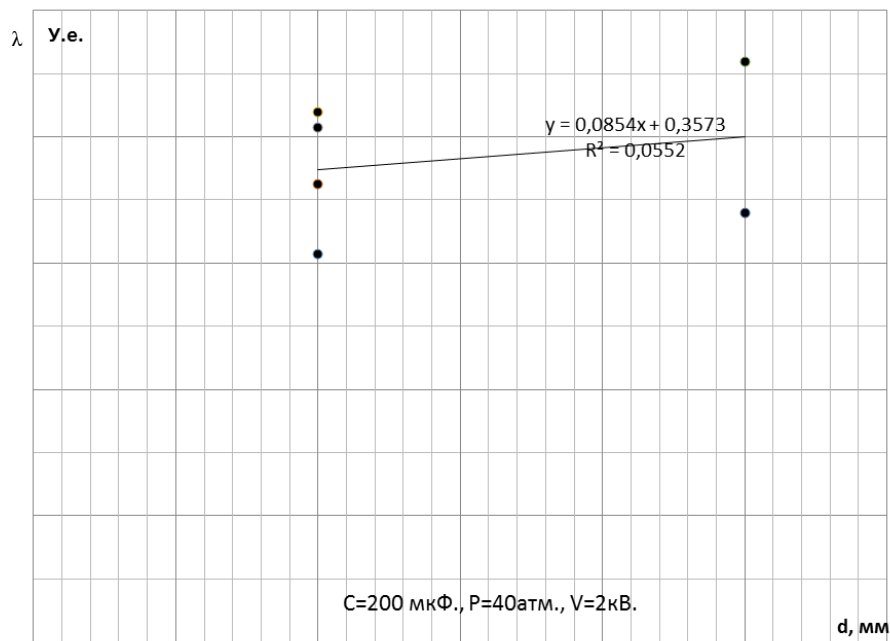


Рисунок 3.21 - Зависимость величины импульса давления от поперечного размера (диаметра) взрывающейся проволоочки.

Известно [47], что с изменением емкости конденсатора пропорционально изменяется при одном и том же напряжении количество тепловой энергии, выделяемой при взрыве проволоочки. Это хорошо видно на рисунке 3.22, где в порядке осуществления пробных экспериментов получили этот результат. Из рисунка следует, что при одной и той же величине

напряжения путём изменения ёмкости конденсаторов можно эффективно воздействовать на величину импульса давления направляемого в камеру сгорания для оценки устойчивости рабочего процесса в ней к высокочастотным колебаниям давления.

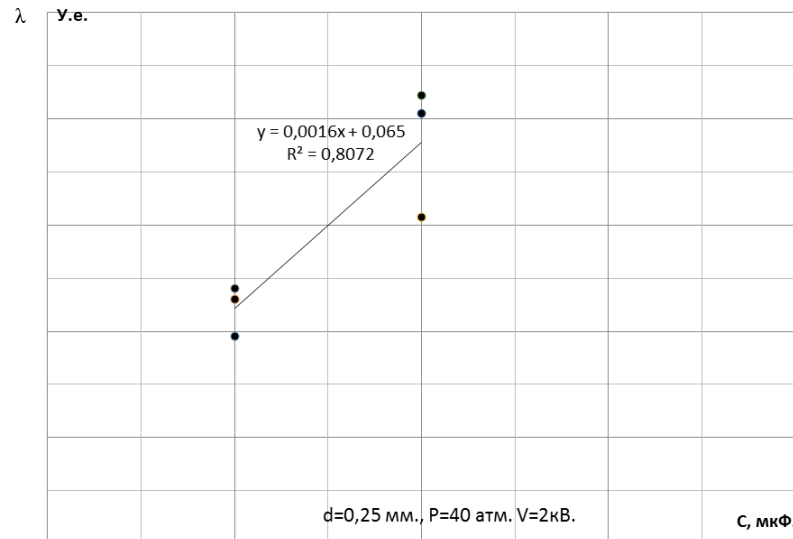


Рисунок 3.22 - Зависимость величины импульса давления от величины емкости конденсатора

3.5.7 Обобщение результатов исследований влияния конструктивных и режимных параметров ЭИВУ на величину импульсов давления в модельной камере

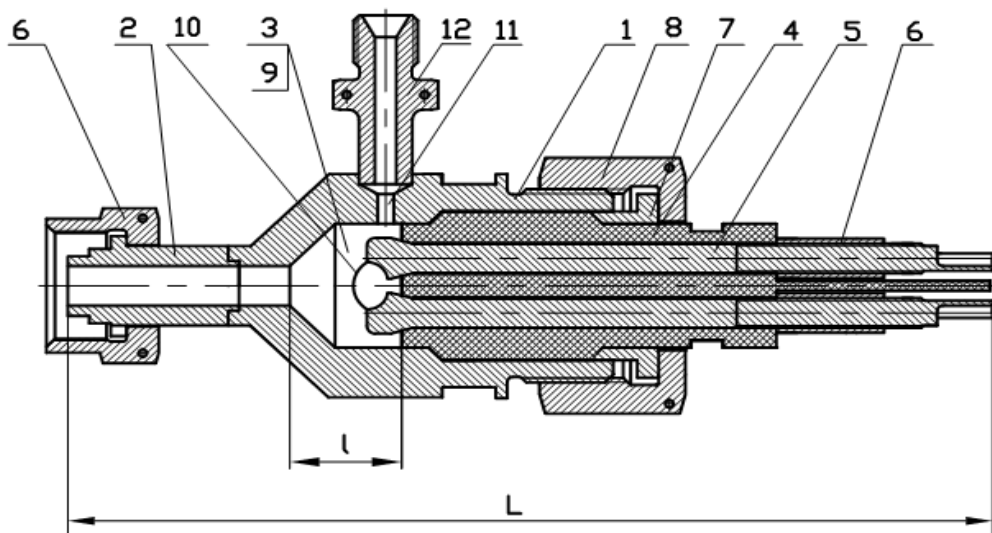
Исследование зависимости величины импульса давления в модельной камере от величины объёма взрывной камеры ЭИВУ[52]

В соответствие с предложенной ранее моделью физического процесса во взрывной камере ЭИВУ, величина импульса давления в этой камере, при прочих равных условиях, зависит от массы газа в ней и величин выделенной в этой камере тепловой энергии при взрыве в ней электрического проводника (взрывающейся проволоочки).

Далее представлены результаты экспериментального исследования зависимости величины регистрируемого в модельной камере сгорания импульса давления от величины объёма взрывной камеры ЭИВУ, от которого и давления (плотности газа) в нём, согласно предложенной модели

физического процесса, зависит величина импульса давления. Исследования проводились при постоянном и равном 10 МПа давлении в модельной камере сгорания, постоянных величинах ёмкости электрических конденсаторов равных 200Мкф и напряжении на них равном 3000В.

На рисунке 3.23 представлены схема и геометрические параметры ряда ЭИВУ, отличающихся величиной объёма взрывной камеры, на которых проводились исследования влияния объёма взрывной камеры на величину импульса давления на входе в модельную камеру сгорания. Как следует из рисунка, величина объёма изменялась путём изменения длины взрывной камеры.



№/П	1	2	3	4
L (мм)	170	175	180	185
ℓ (мм)	7,5	12,5	17,5	22,5
V _{в.к} (см ³)	5,6	7,9	9,9	12,7

Рисунок 3.23 – Схема и геометрические параметры ЭИВУ, отличающихся объёмами взрывной камеры (обозначение позиций на рисунке 3.11)

На всех испытаниях, проводимых в модельных условиях, штуцер 12 был заглушен.

Согласно таблице, под рисунком 3.23 величина объёма взрывной камеры изменялась путём изменения её длины.

На рисунке 3.24 представлены результаты экспериментальных исследований зависимости величины импульса давления на входе в модельную камеру сгорания от величины объёма взрывной камеры ЭИВУ. Эксперименты проводились с использованием медной проволоочки диаметром 0,25мм, длиной 12мм. Как видно на рисунке величина импульса давления повышается с уменьшением объёма взрывной камеры, что косвенно указывает, на увеличение импульса давления в самой взрывной камере с уменьшением её объём.

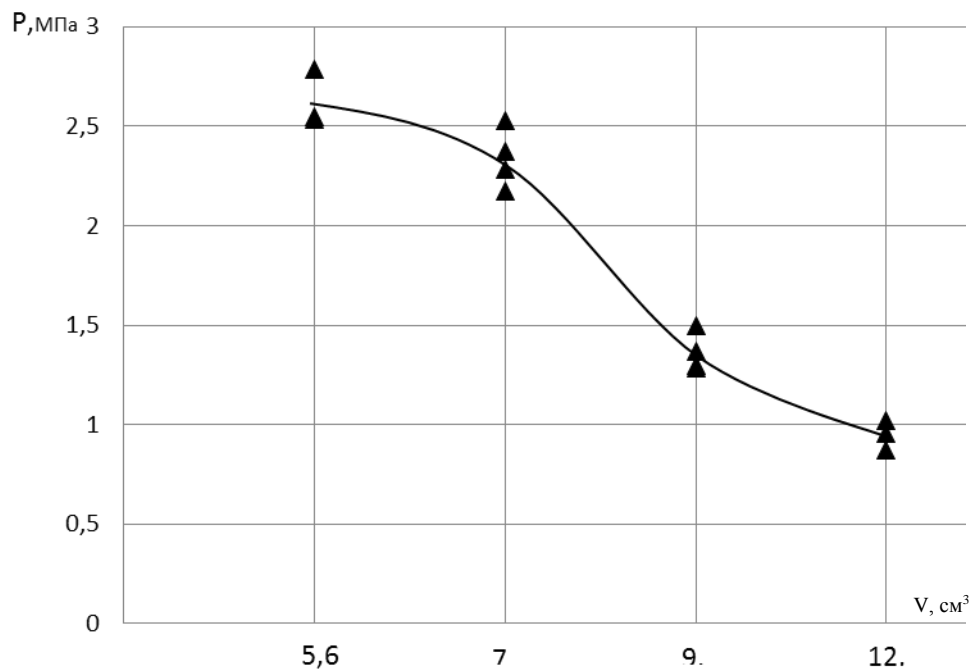


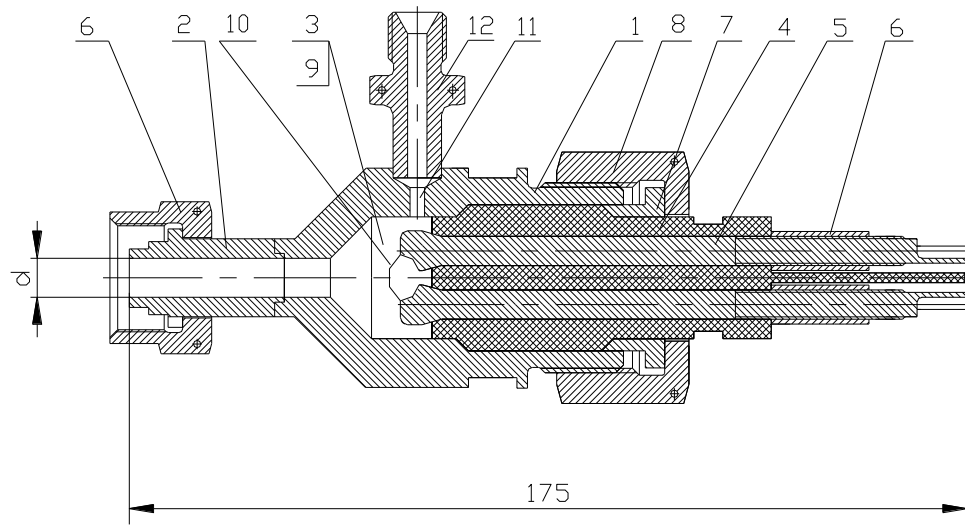
Рисунок 3.24 - Зависимость величины импульса давления на входе в модельную камеру сгорания от величины объёма взрывной камеры ЭИВУ

Как следует из рисунка, с увеличением объёма взрывной камеры величина импульса давления, регистрируемого в модельной камере, уменьшается. Можно предположить, что это уменьшение величины импульса коррелирует с подобным уменьшением величины импульса давления во взрывной камере ЭИВУ. В свою очередь импульс давления во взрывной камере ЭИВУ с увеличением её объёма уменьшается, что можно объяснить постоянным значением при этом величины выделяемой тепловой энергии при взрыве проволоочки.

Исследование зависимости величины импульса давления в модельной камере, от диаметра выходного канала ЭИВУ [52]

Можно предположить, что от диаметра выходного канал взрывной камеры ЭИВУ при одной и той же массе газа и одной и той же выделяемой тепловой энергии при взрыве зависит гидросопротивление этого канала, и, соответственно, величина импульса давления во взрывной камере при взрыве проволоочки – чем меньше диаметр канала, тем больше величина импульса и наоборот, чем больше диаметр, тем меньше величина импульса. При прохождении волны давления в модельную камеру сгорания часть её энергии теряется на участке между взрывной камерой и модельной камерой сгорания. В этой связи представлялось необходимым проведение экспериментальных исследований зависимости величины импульсов давления, регистрируемого на входе в модельную камеру сгорания, от величины диаметра выходного канала из взрывной камеры ЭИВУ при постоянной величине диаметра (8 мм) входного канала в модельную камеру и прочих равных условиях.

Для получения такой зависимости были спроектированы и изготовлены ЭИВУ с различными диаметрами выходного канала при одинаковых величинах остальных геометрических параметров. Схема этих ЭИВУ представлена на рисунке 3.25.



№/П	1	2	3	4
d, мм	5,0	6,0	7,0	8,0

Рисунок 3.25 – Схема ЭИВУ, отличающихся диаметром выходного канала (обозначение позиций на рисунке 3.11)

На рисунке 3.26 представлены результаты экспериментов по определению зависимости величины импульса давления на входе в модельную камеру сгорания от диаметра выходного канала ЭИВУ.

Как и представленные выше, эти эксперименты проводились при давлении в модельной камере сгорания 10МПа, емкости конденсаторной батареи 200МкФ, напряжении 3000В, медной проволочки диаметром 0,25мм, длине проволочки 12мм.

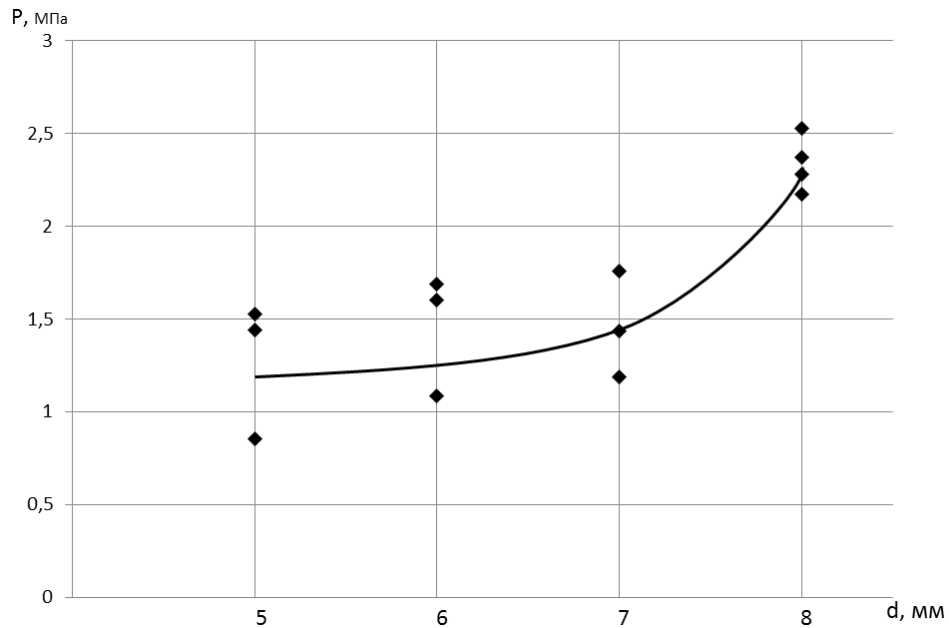


Рисунок 3.26 - Зависимость величины импульса давления на входе в модельную камеру сгорания от поперечного размера выходного канала ЭИВУ

Из рисунка 3.26 следует, что с увеличением проходной площади выходного канала увеличивается и величина импульса давления на входе в модельную камеру сгорания, что можно объяснить уменьшением потери энергии импульсом давления, возбуждаемого во взрывной камере ЭИВУ, при проходе его в модельную камеру сгорания. Следует при этом отметить, что широко используемые в российском ракетостроении при оценке устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД к высокочастотным колебаниям давления возмущающие устройства на основе взрывчатых веществ, выполнены с выходным диаметром 8 мм.

Исследование зависимости величины импульса давления в модельной камере от давления газовой среды [52]

Следует подчеркнуть, что во взрывной камере рассматриваемого ВУ исходное давление практически всегда равно давлению в камере сгорания в том числе и в натурной камере. В настоящее время в натуральных условиях ВУ при испытаниях всегда продувается каким-либо инертным газом, например, азотом. В исследуемом ЭИВУ средой, заполняющей взрывную и модельную

камеры, является воздух. Какую среду предпочтительнее использовать в дальнейшем ещё предстоит выяснить.

Согласно разработанной ранее концепции [41] ЭИВУ в качестве рабочего тела, посредством которого и при его участии в момент подрыва электрического проводника во взрывной камере ЭИВУ формируется импульс давления, принимается газ, подающийся под заранее выбранным давлением и заполняющий объёмы модельной и взрывной камер.

В связи с вышеизложенным представлялось важным рассмотреть, как зависит при всех прочих равных условиях величина импульса давления от величины давления (плотности) среды во взрывной камере ЭИВУ и соответственно в модельной камере сгорания. Эти исследования были проведены с использованием ЭИВУ, представленном на рисунке 3.8 №/п 2. При экспериментах использовалась батарея из включённых последовательно двух конденсаторов ёмкостью 100МкФ каждый (с суммарной ёмкостью 100МкФ) при одном и том же напряжении 10000 В. В качестве взрывающейся проволоочки использовался медный провод диаметром 0,25мм и длиной 12мм.

Результаты проведенных исследований зависимости величины импульса давления от давления среды (воздуха) представлены на рисунке 3.27.

Рассматривая характер изменения импульса давления на входе в модельную камеру сгорания можно предположить, что резкое увеличение импульса давления при изменении исходного давления от 2МПа до 4МПа связано с одновременным увеличением массы газа и достаточностью энергии от взрыва проволоочки для его нагрева. Менее интенсивное увеличение импульса давления в диапазоне величины исходного давления от 4МПа до 10МПа можно объяснить малым количеством выделяемой при взрыве проволоочки одинаковой для всех экспериментов этой серии энергии для нагрева увеличившейся в несколько раз массы газа во взрывной камере.

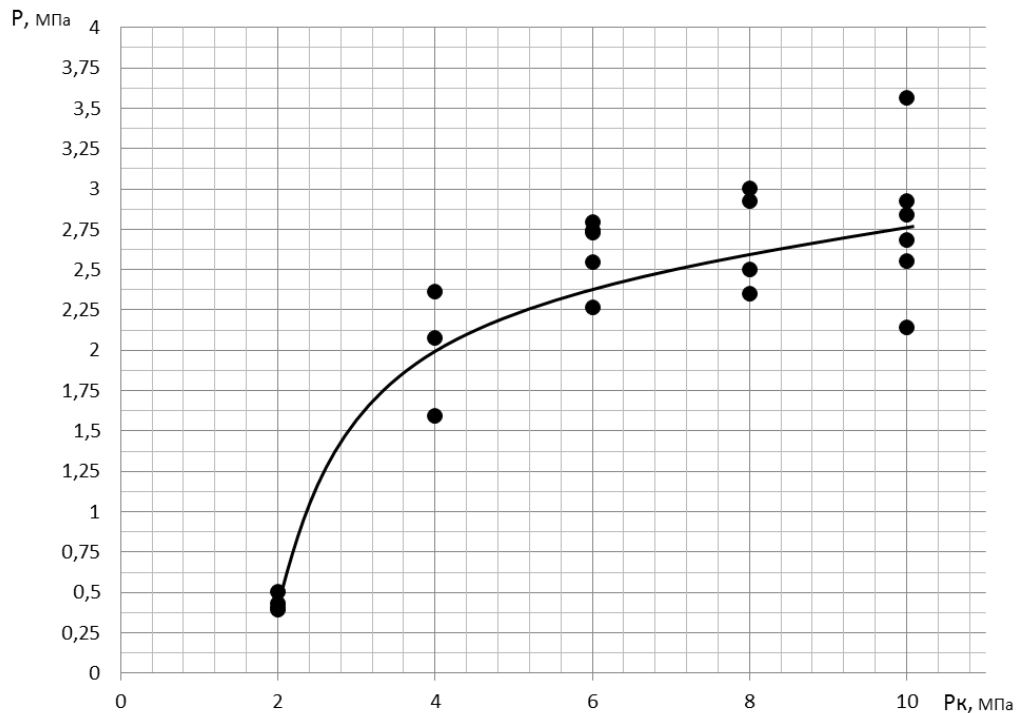


Рисунок 3.27 - Зависимость величины импульса давления на входе в модельную камеру сгорания от величины давления во взрывной камере ЭИВУ и модельной камере сгорания

Исследование зависимости величины импульса давления в модельной камере сгорания, от толщины взрывающейся медной проволоочки [52]

Можно предположить, что от поперечного сечения взрывающейся проволоочки при пропускании через нее напряжения одинаковой величины, зависит плотность тока, масса испаряемого металла и связанная с ней величина поверхности образующихся при взрыве частиц, с которой в свою очередь связан процесс теплообмена между этими частицами металла и окружающей их средой. От плотности тока при этом зависит скорость испарения проволоочки и связанные с этим фактором скорость нарастания импульса давления в разрядной камере и, по-видимому, величина импульса давления. Результаты экспериментов по исследованию зависимости величины импульсов давления от поперечного сечения взрывающейся проволоочки при давлении в модельной камере 5.0 МПа, ёмкости конденсатора $C = 26$ МкФ при трёх различных значениях напряжениях на конденсаторе представлены на рисунке 3.28. Из рисунка следует, что наибольший импульс давления при

прочих равных условиях получен для проволоочки диаметром 0,15мм. Можно предположить, что с уменьшением поперечного сечения проволоочка испаряется быстрее и тем самым быстрее образуется плазменный канал, через который разряжается конденсатор и тем самым быстрее поднимается давление в разрядной камере ЭИВУ при этом масса проволоочки существенного влияния на величину импульса не оказывает.

Следует отметить, что при подрыве проволоочки диаметром 0,15 – 0,25мм во всех проведённых экспериментах после взрыва от проволоочек, практически, не оставалось никаких следов. В то же время при использовании проволоочек диаметром 0,5 – 0,7 мм зачастую оставались в месте припоя концы, а проволоочку диаметром 0,7мм в отдельных случаях при подрыве только отрывало от одного из электродов.

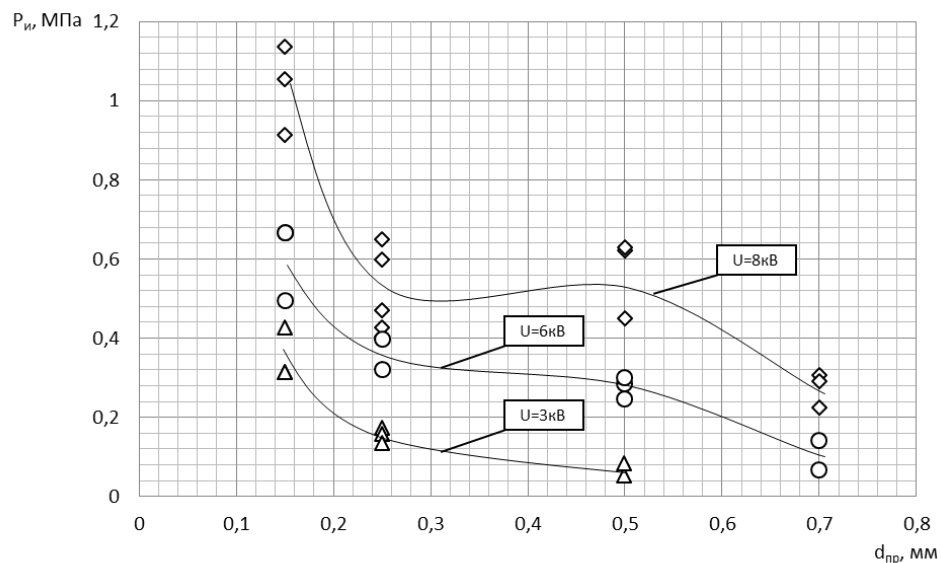


Рисунок 3.28 - Зависимости величины импульса давления в модельной камере сгорания от диаметра взрывающейся проволоочки (поперечного сечения), полученные при различной величине напряжения на конденсаторе (ёмкость конденсатора $C=26$ МкФ)

Исследование зависимости величины импульса давления в модельной камере сгорания от длины медной проволоочки [52]

При разработке концепции возмущающего устройства, использующего явление взрывающихся проводников, было высказано предположение, что

импульс давления во взрывной камере ЭИВУ образуется путём теплообмена между высокотемпературной плазмой и окружающей её газовой средой. Если это так, то процессу теплообмена должно способствовать увеличение длины электрической дуги, образующейся при испарении проволоочки. Чтобы проверить это предположение были проведены эксперименты при различной длине взрывающейся проволоочки (длине электрической дуги, образующейся при её взрыве). Зависимость величины импульса давления от длины взрывающегося проводника для различной величины напряжения на конденсаторе показана на рисунке 3.29. Как следует из рассмотрения этого рисунка, величина импульса давления существенно зависит от длины проволоочки.

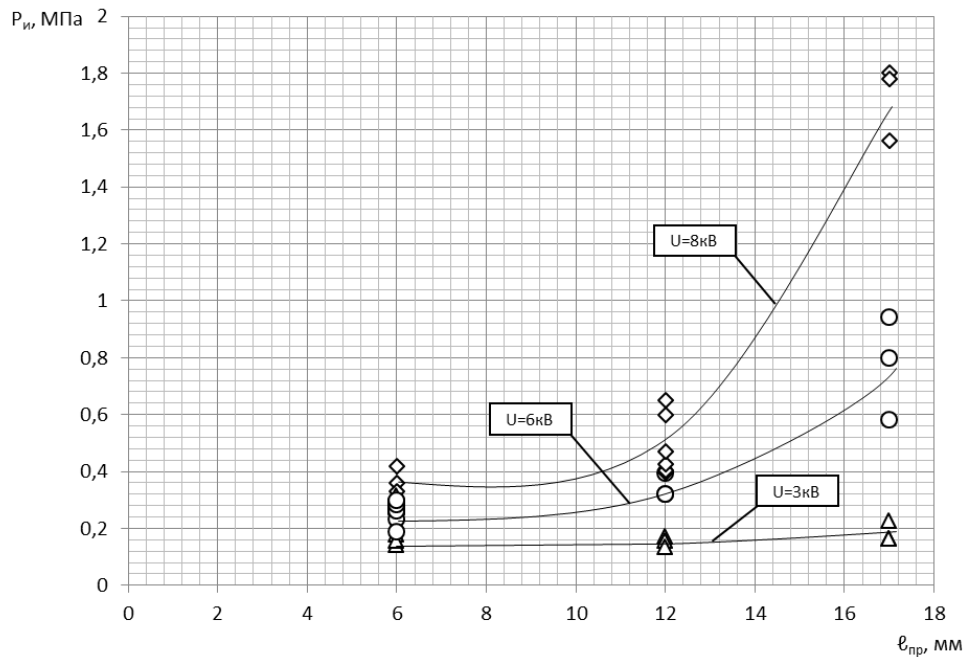


Рисунок 3.29 - Зависимости величины импульса давления от длины взрывающегося проводника для различной величины напряжения на конденсаторе. Давление в модельной камере $P_k = 5\text{МПа}$, ёмкость $C = 26\text{МкФ}$

Сравнительный анализ полученных в одинаковых условиях результатов экспериментов с ЭИВУ и традиционными ВУ

Проводимые исследования возможности использования явления взрывающихся проволоочек, результаты которых излагаются в

настоящей работе, направлены на создание возмущающих устройств (ВУ) для использования их при оценке устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД по отношению к высокочастотным колебаниям давления, которые являются альтернативой ВУ, использующих взрывчатые вещества. Естественно эти ВУ по эффективности не должны уступать традиционным ВУ, использующих взрывчатые вещества. По традиционным ВУ накоплен большой объём результатов экспериментальных исследований его эффективности. В этой связи важно было сравнить результаты экспериментов с ЭИВУ и результатами, полученные при использовании ВУ, с насыпкой ВВ.

Для этой цели из работы [53], заимствована зависимость (рисунок 3.30) величины импульса (первого «пика») от величины навески взрывчатого вещества в граммах при давлении в модельной камере 5,0 МПа. На этот же рисунок были нанесены крестиками полученные в сходных условиях (при давлении в модельной камере 5,0 МПа) результаты экспериментов, полученные при проведении экспериментов с ЭИВУ, где в качестве навески взрывающегося вещества использовался заряд конденсатора в тротиловом эквиваленте.

Как следует из рисунка, полученные с помощью ЭИВУ результаты экспериментов хорошо согласуются с результатами экспериментов, полученных ранее с помощью ВВ.

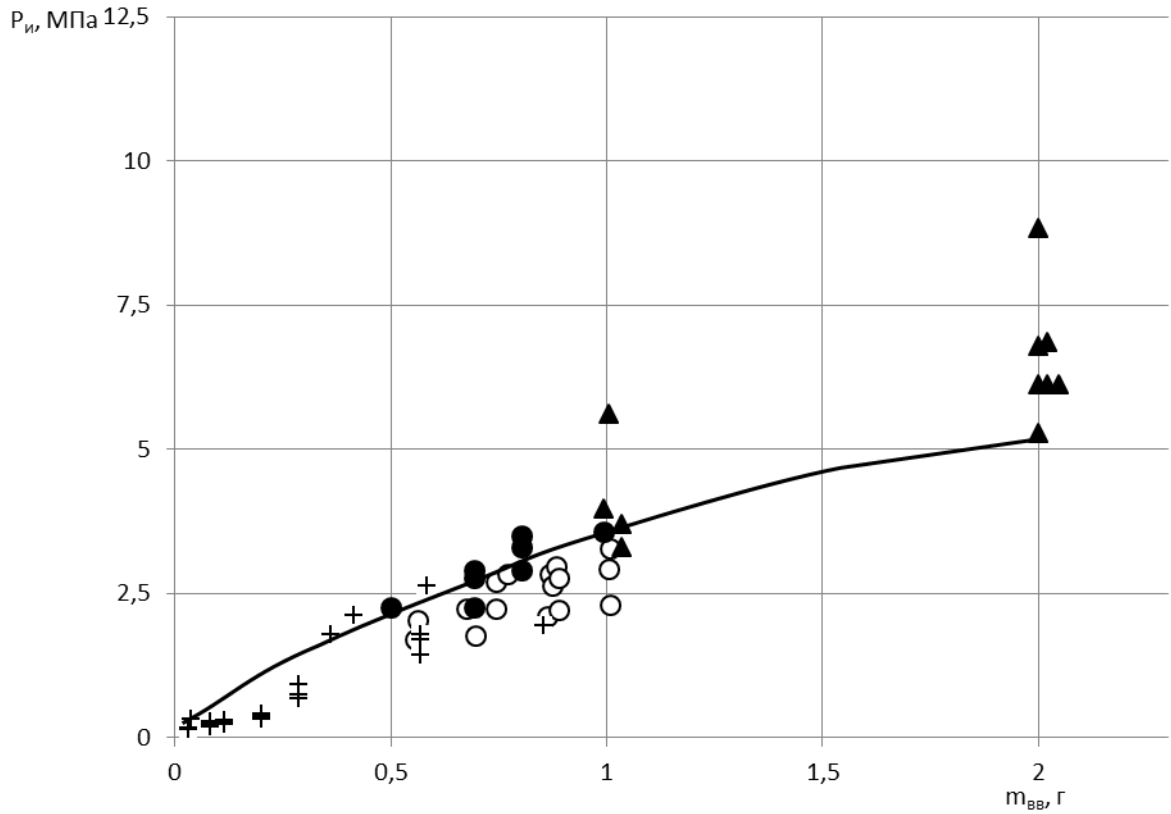


Рисунок 3.30 зависимость величины импульса давления в камере сгорания от величины заряда возмущающего устройства при использовании взрывчатого вещества (в граммах) и тротилового эквивалента при взрыве проволочки
Крестиком обозначены результаты, полученные при взрыве проволочки.

3.5.8 Модернизация и совершенствование системы генерации импульсов давления в жидкостной полости смесительной головки с использованием источника высокого постоянного напряжения и электроимпульсного возмущающего устройства для оценки стабильности рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД

Для совершенствования системы генерации импульсов давления в жидкостных предфорсуночных полостях смесительных головок ЖРД возникла необходимость в доработки системы ЭИВУ. В этой связи были разработаны модельная камера высокого давления, а также модельный трубопровод для подачи жидкого компонента в жидкостную полость смесительной головки и два варианта ЭИВУ.

Разработанные узлы позволяли испытывать:

- отдельно модельную смесительную головку (рисунок 3.31);
- смесительную головку с трубопроводом Д02047.40.00 с закрепленным ЭИВУ в непосредственной близости от смесительной головки (рисунок 3.32);
- смесительную головку с трубопроводом Д02047.40.00 с закрепленным ЭИВУ на дальнем от смесительной головки конце трубопровода (рисунок 3.33).

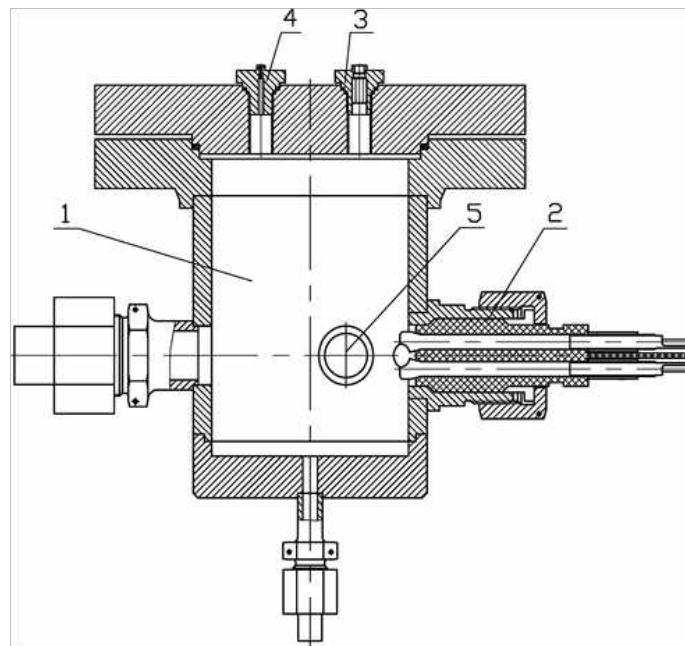


Рисунок 3.31 – Модельная смесительная головка

- 1 Головка смесительная модельная
- 2 ЭИВУ
- 3 Форсунка центробежная
- 4 Форсунка струйная
- 5 Датчик пульсаций давления

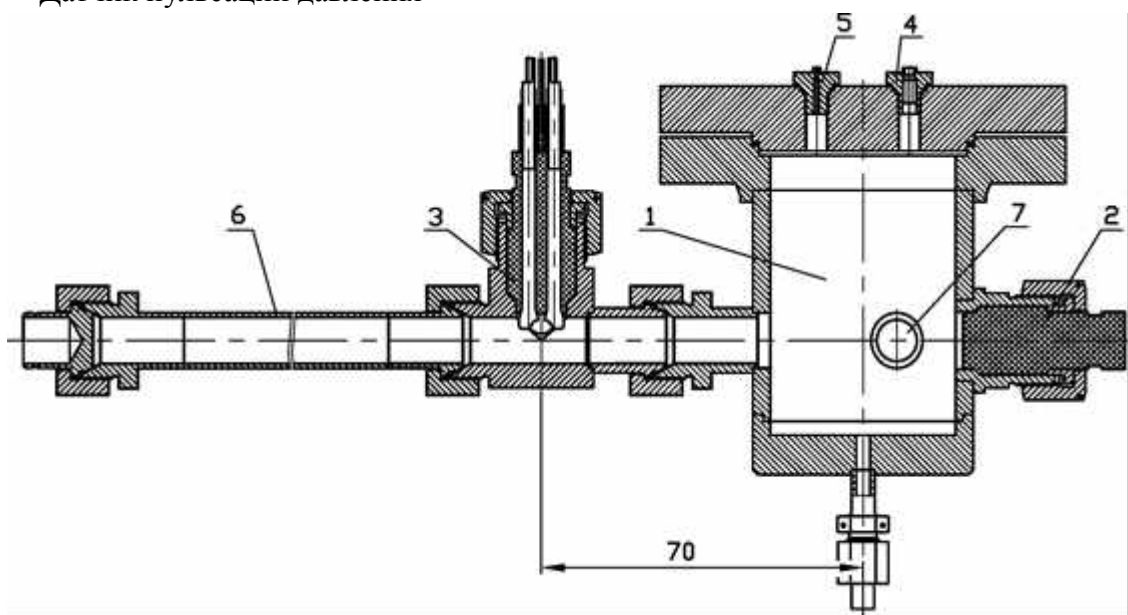


Рисунок 3.32 – Модельная смесительная головка с трубопроводом

- 1 Головка смесительная модельная
- 2 ЭИВУ
- 3 ЭИВУ
- 4 Форсунка центробежная
- 5 Форсунка струйная
- 6 Трубопровод
- 7 Датчик пульсаций давления

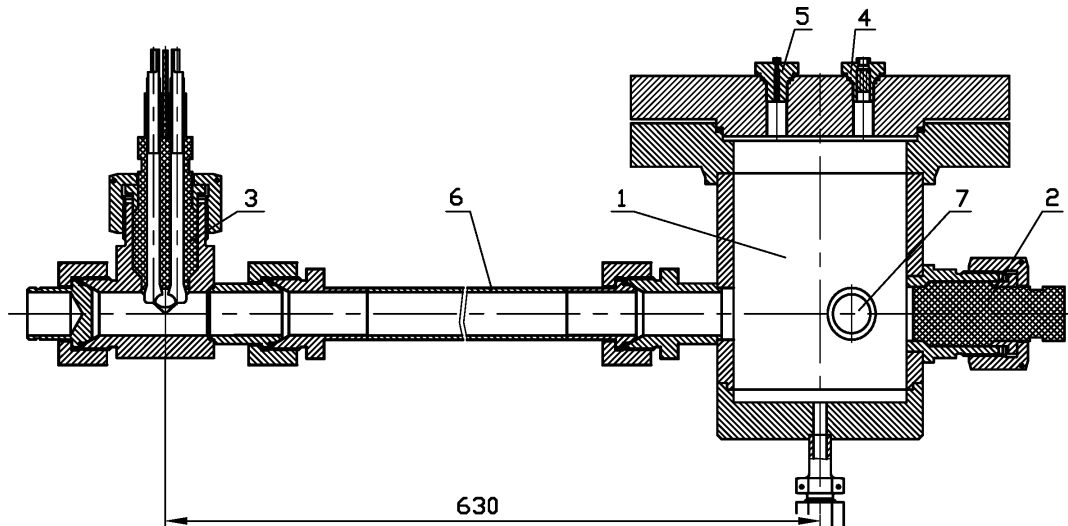


Рисунок 3.33 – Модельная смесительная головка с трубопроводом

- 1 Головка смесительная модельная
- 2 ЭИВУ
- 3 ЭИВУ
- 4 Форсунка центробежная
- 5 Форсунка струйная
- 6 Трубопровод
- 7 Датчик пульсаций давления

Фотографии этих же узлов, подготовленных к испытаниям, показаны, соответственно, на рисунках 3.34, 3.35 и 3.36.



Рисунок 3.34 – Фото модельной смесительной головки (рисунок 3.31)



Рисунок 3.35 – Фото модельной смесительной головки с трубопроводом (рисунок 3.32)



Рисунок 3.36 – Фото модельной смесительной головки с трубопроводом (рисунок 3.33)

При наличии газовых включений в жидкостной полости смесительной головки возможно демпфирование импульсов давления, возникающих при «взрыве» проволоочки. Для предупреждения образования в жидкостной полости газовых включений в смесительной головке, на рабочем месте смесительная головка была закреплена таким образом, чтобы ее ось симметрии и оси закрепленных в ней форсунок находились в строго вертикальном положении. При этом при подготовке смесительной головки к эксперименту (заполнение жидкостной полости дистиллятом) осуществлялось через закрепленный в нижней части смесительной головки штуцер. При такой технологии в процессе заполнения жидкостной полости водой, весь воздух, находящийся в жидкостной полости, через форсунки вытеснялся в атмосферу. Вода при этом заливалась до перелива через форсунки, т.е. форсунки изначально заполнены водой (дистиллятом).

При испытании всех сборок импульс от взрыва проволоочки регистрировался датчиком давления, установленным в стенке жидкостной полости смесительной головки.

При возбуждении в предфорсуночной жидкостной полости импульсов давления на закрепленных в «огневом днище» форсунках в этот же момент возникает перепад давления с длительностью, близкой к длительности импульса давления в предфорсуночной жидкостной полости, которая, по-видимому, равна времени «схлопывания» пузыря пара, возникающего в момент подрыва взрывающейся проволоочки.

Регистрации выплеска воды через форсунки в момент возбуждения импульса давления при проведении экспериментов осуществлялась с помощью цифровой видеокамеры с последующей выборкой отдельных кадров с зарегистрированным факелом распыла воды форсунками в момент возникновения в жидкостной полости импульса давления.

Эксперименты с использованием представленных на рисунках 3.31, 3.32, 3.33 сборках проводились в три этапа по одной сборке на один этап.

Результаты экспериментов при этом фиксировались одним и тем же датчиком пульсаций давления, в качестве которого использовался датчик ЛХ-604. Датчик закреплен в стенке смесительной головки. Регистрация сигнала осуществлялась ПЭВМ с использованием модуля L-card и программы L-Graph2 (версия 2.33.47). Следует отметить, что эта программа позволяет регистрировать сигналы с датчика пульсаций, не превышающих величины ± 10 В (соответствующего амплитуде давления 7,5 МПа).

Результаты всех испытаний представлены в таблице 4.

Таблица 4

№ эксперимента	Импульс давления (МПа)	Напряжение на конденсаторной батарее (кВ)	Диаметр проволоочки (мм)	Длина проволоочки (мм)	Емкость конденсаторной батарее (мкФ)	Заряд на конденсаторной батарее (мкФ)	Место размещения ЭИВУ
Пробные эксперименты							
1	7,329142	5	0,25	12	100	1250	в камере
2	7,307439	2	0,25	12	100	200	в камере
3	7,480841	2	0,25	12	100	200	в камере
4	7,232076	3	0,25	12	100	450	в камере
5	7,637255	3	0,25	12	100	450	в камере
6	7,706706	1,5	0,25	12	100	112,5	в камере
7	7,405478	1	0,25	12	100	50	в камере
8	7,441176	2	0,25	12	50	100	в камере
Доводочные эксперименты							
1	0,98825	2	0,25	12	50	100	у камеры
2	0,826972	3	0,25	12	50	225	у камеры
3	3,121763	3	0,25	12	50	225	у камеры
4	0,833184	3	0,25	12	50	225	у камеры
5	1,111061	4	0,25	12	50	400	у камеры

6	0,621015	4	0,25	12	50	400	у камеры
7	0,727735	2	0,25	12	50	100	на конце
8	0,136581	2	0,25	12	50	100	на конце
9	0,385122	3	0,25	12	50	225	на конце
10	0,831313	3	0,25	12	50	225	на конце
11	1,709026	4	0,25	12	50	400	на конце
12	0,767774	4	0,25	12	50	400	на конце
13	6,928678	4	0,25	12	50	400	на конце
14	6,987128	3	0,25	12	50	225	у камеры
15	2,429502	3	0,25	12	50	225	у камеры
16	1,4072	2	0,25	12	50	100	у камеры
17	1,185975	2	0,25	12	50	100	у камеры
18	7,119593	2	0,25	12	50	100	в камере
19	7,302425	2	0,25	12	50	100	в камере
20	6,896123	3	0,25	12	50	225	в камере
21	7,034501	3	0,25	12	50	225	в камере
22	4,862296	1	0,25	12	50	25	в камере
23	1,661503	1	0,25	12	50	25	в камере
24	7,395899	1	0,25	12	50	25	в камере

Представленная на рисунке 3.31 конструкция модельной смесительной головки и ее закрепление на рабочем месте выполнены таким образом, что при заполнении ее жидкостью (дистиллятом), находящийся в ней перед заполнением воздух полностью удалялся через закрепленные в ней форсунки. Этим самым исключалось искажение результатов испытаний присутствием в жидкостной сжимаемой среды (воздуха). Можно предположить, что в натуральных условиях испытания камер сгорания ЖРД такие условия не всегда

реализуются, но эти испытания позволяют оценить максимальную достижимую величину импульсов для выбранных условий.

На рисунке 3.37 представлены результаты доводочных испытаний модельной смесительной головки, полностью заполненной вместе с форсунками дистиллированной водой (дистиллятом). Испытания проводились с использованием конденсаторов с суммарной емкостью $C=50$ мкФ. Результаты испытаний представлены в координатах: величина импульса давления в МПа и величина заряда конденсаторов в Дж.

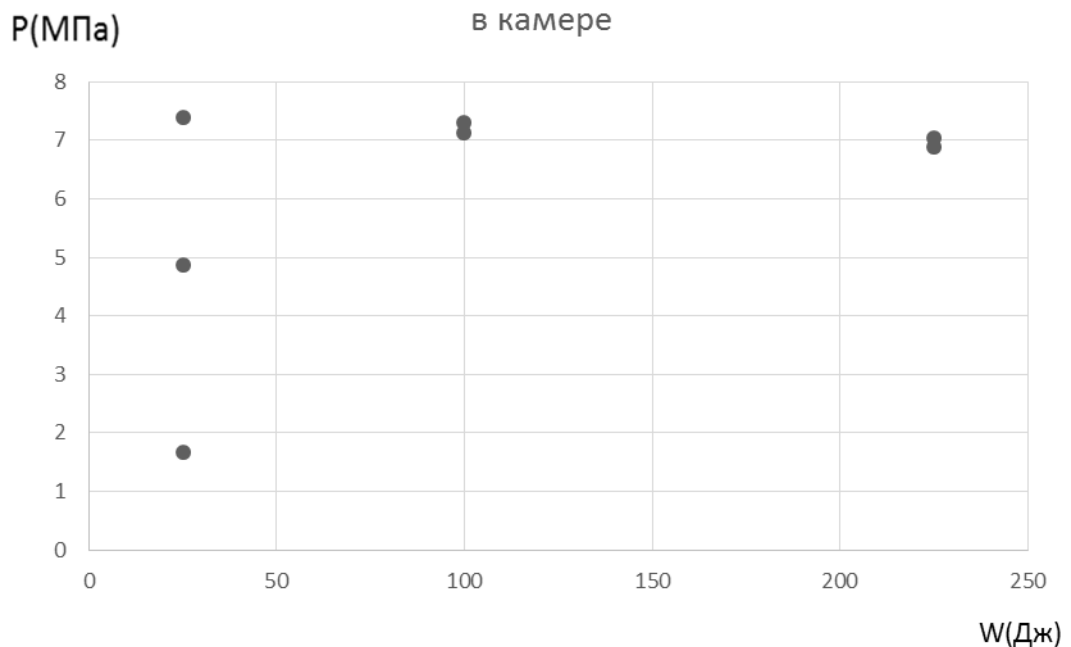


Рисунок 3.37 – Результаты доводочных испытаний модельной смесительной головки (рисунки 3.31, 3.34)

Рассматриваемая далее сборка (рисунок 3.32) выполнена для оценки возможности воздействия на рабочий процесс в камере сгорания путем возбуждения импульсов давления в трубопроводе, подводящем жидкий компонент к смесительной головке. Результаты испытаний этой сборки представлены на рисунке 3.38.

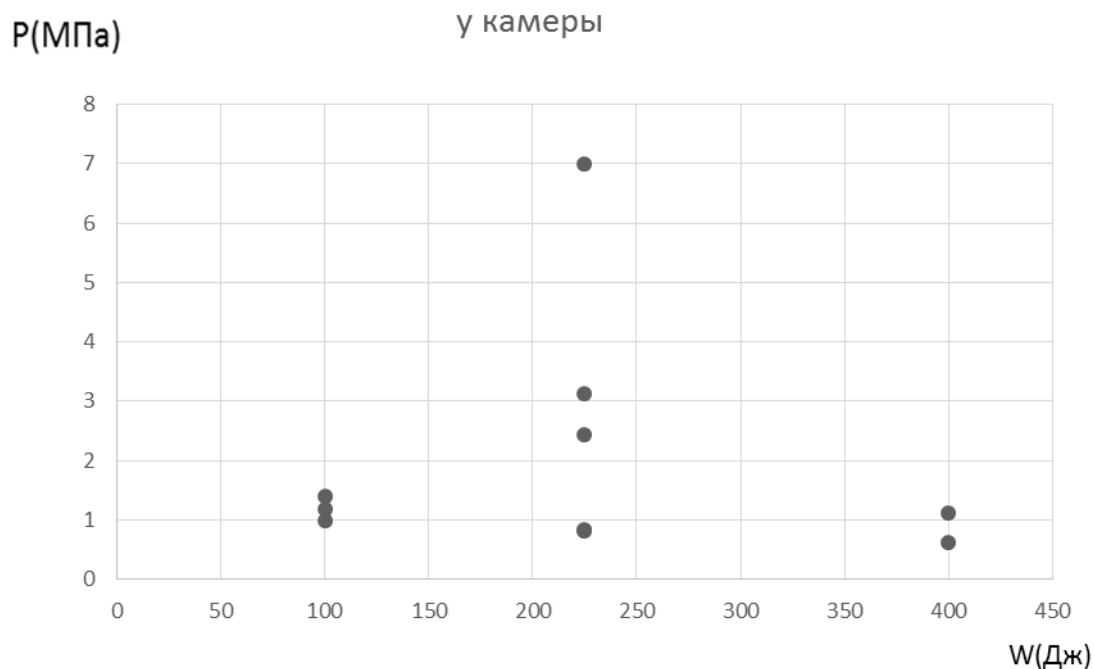


Рисунок 3.38 – Результаты доводочных испытаний модельной смесительной головки с модельным трубопроводом подачи жидкого компонента (рисунки 3.32, 3.35)

Сопоставление результатов, представленных на рисунках 3.37 и 3.38, указывает на принципиальную возможность оценки стабильности рабочего процесса путем возбуждения импульсов давления в подводящем трубопроводе жидкого компонента.

Рассматриваемые далее испытания проведены с целью оценки потери величины импульса давления при расположении ЭИВУ на некотором удалении от смесительной головки. Результаты испытаний представлены на рисунке 3.39.

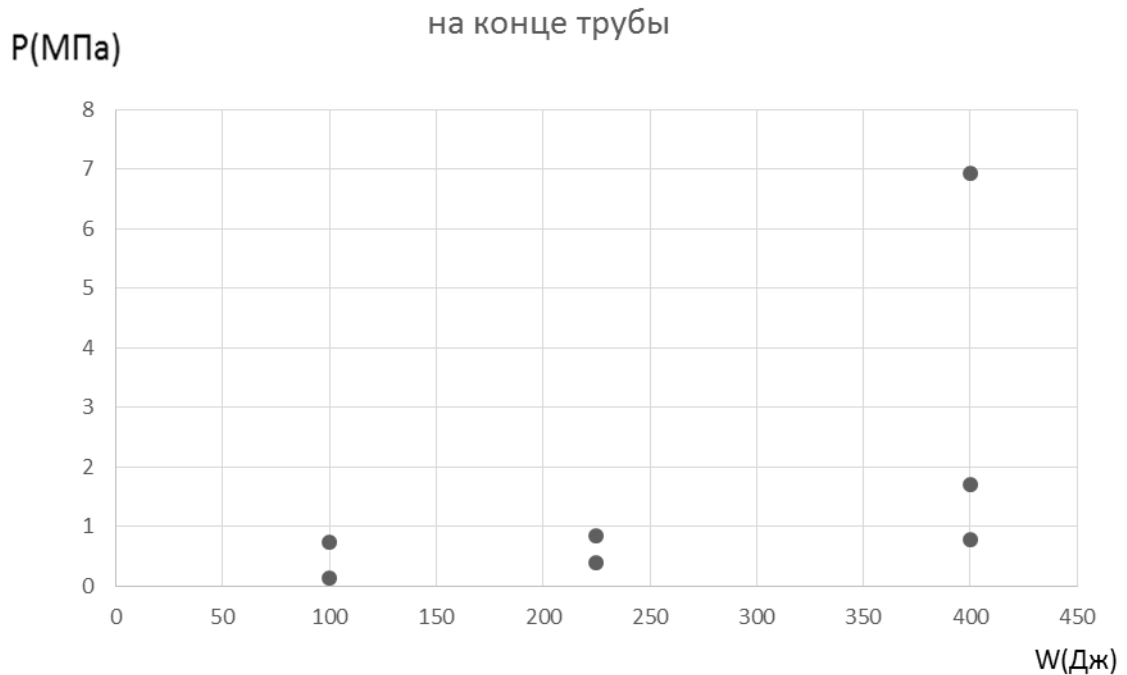


Рисунок 3.39 – Результаты доводочных испытаний модельной смесительной головки с модельным трубопроводом подачи жидкого компонента (рисунки 3.33, 3.36)

Сопоставление результатов, представленных на рисунках 3.38 и 3.39 показывает, что показанное на рисунке 3.33 удаление от смесительной головки ЭИВУ не оказывает существенного влияния на величину регистрируемого в смесительной головке импульса давления.

При возбуждении в жидкостной полости смесительной головки импульса давления на форсунках для подачи жидкого компонента, перепад давления должен также увеличиваться на величину этого импульса. В свою очередь, это должно привести к кратковременному увеличению расхода жидкого компонента, качеству его распыла, а также к кратковременному изменению соотношения компонентов, т.е. к нарушению стабильности рабочего процесса в камере сгорания.

В связи с вышеизложенным при проведении экспериментов с возбуждением импульсов давления в жидкостную полость смесительной головки была сделана попытка сфотографировать факелы распыла форсунок в момент подрыва проволоочки ЭИВУ. Один из таких кадров представлен на рисунке 3.40.



Рисунок 3.40 – Фотография факела распыла жидкости форсунками при возникновении в жидкостной предфорсуночной полости смесительной головки импульса давления

3.5.9 Разработка опытного образца многоимпульсного ЭИВУ. Проведение пробных и отладочных экспериментов в модельных условиях.

Проведенные в ФКП «НИЦ РКП» исследования одноимпульсного ЭИВУ показали принципиальную возможность его использования в качестве ВУ для создания в камере сгорания ЖРД импульсных возмущений при оценке её устойчивости к высокочастотным колебаниям давления.

Важной зависимостью на следующем этапе исследований является зависимость величины импульса в модельной камере сгорания от объёма разрядной камеры ЭИВУ. В этой связи важно понять, как изменится объём разрядной камеры при размещении в ней нескольких взрывающихся проволочек и соответственно нескольких дополнительных электродов. Кроме этого остаётся без ответа вопрос о воздействии на расположенные по соседству в разрядной камере проволочки ударной волны и потока тепла, возникающих при подрыве одной из них. В изучении нуждается вопрос

обеспечения герметичности ЭИВУ при близких к натурным давлениям в модельной камере сгорания, а также величинах выделяемой при взрывах проволочек энергии.

Для получения ответов на поставленные выше вопросы была разработана конструкция трехимпульсного ЭИВУ [54], прототипом для которого послужила схема одноимпульсного ЭИВУ. Схема разработанного трехимпульсного ЭИВУ показана на рисунке 3.41.

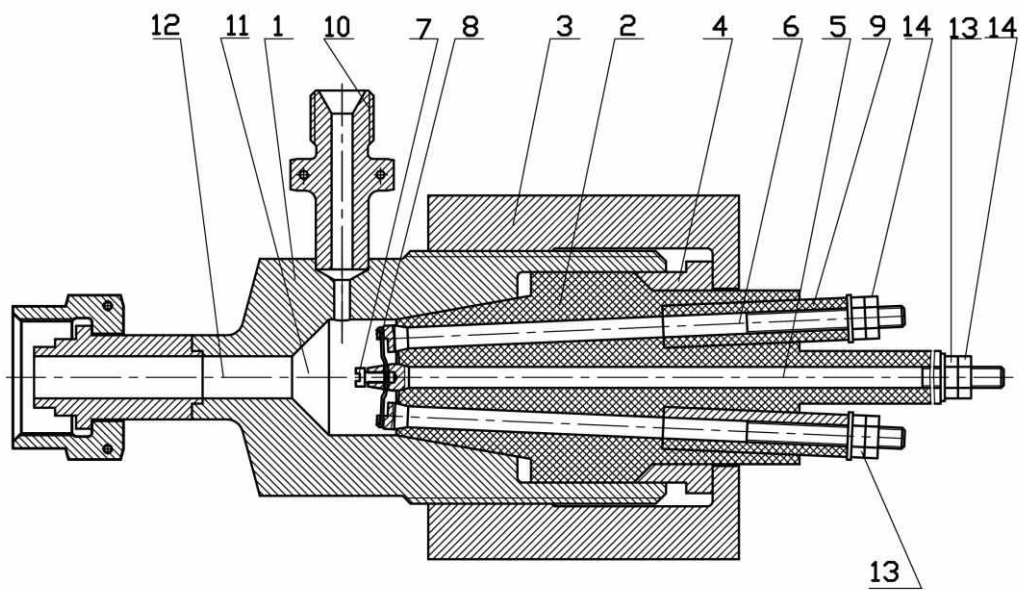


Рисунок 3.41 – Схема трехимпульсного ЭИВУ

Трехимпульсное ЭИВУ имеет один центральный электрод 5 (плюсовой) и три периферийных электрода 6 (минусовых). В используемых на экспериментах источниках высокого постоянного напряжения (ИВН) минусовой провод заземлён, что позволяет размещать периферийные (минусовые) электроды в непосредственной близости от заземлённой внутренней стенки взрывной камеры 11 ЭИВУ. В центральном электроде 5 проволочки 8 закрепляются (защемляются) с помощью болта 7. Электроды 6 выполнены с радиальными сквозными отверстиями, через которые пропускаются свободные концы проволочек. На выходе из электрода 6 проволочка выполнялась длиной 2 – 3 мм. Этот выходной конец загибается и

прижимается к боковой поверхности этого электрода. Изолятор 2, в котором размещены электроды, плотно фиксируется в корпусе 1 с помощью нажимной втулки 4 и гайки 3. Герметичное закрепление электродов со стороны взрывной камеры 11 в изоляторе 2 осуществляется с помощью гаек 13. Провода к электродам крепятся с помощью гаек 14. После каждого взрыва проволоочки взрывная камера 11 продувается воздухом или азотом через штуцер 10.

Для корректного сравнения ожидаемых результатов испытания трехимпульсного ЭИВУ с полученными ранее на одноимпульсных ЭИВУ разрядную камеру разработанного трехимпульсного ЭИВУ выполнили с теми же геометрическими размерами. При этом пришлось уменьшить диаметры всех электродов с 5мм до 4мм, а их головки, к которым крепятся проволоочки, с 6мм до 5 мм

Фотография разработанного трехимпульсного ЭИВУ показана на рисунке 3.42.



Рисунок. 3.42- Фотография разработанного трехимпульсного ЭИВУ

Испытания разработанного трехимпульсного ЭИВУ проводились на той же экспериментальной установке «Импульс» Д01730, на которой проводились и проводятся в настоящее время испытания ЭИВУ и традиционных ВУ со

взрывчатыми веществами и на тех же присоединительных штуцерах. При этом на всех экспериментах давление в модельной камере экспериментальной установки и, соответственно в разрядной камере ЭИВУ, равнялось $P=10,0$ МПа, емкость конденсатора составляла $C=200$ МкФ, напряжение на конденсаторе устанавливалось $U=5000$ В для каждой взрывающейся проволочки.

Проведение пробных испытаний

Пробные испытания разработанного трехимпульсного ЭИВУ проводились с использованием медной проволочки диаметром $d = 0,25$ мм. Испытания позволили выявить такие недостатки разработанного трехимпульсного ЭИВУ:

- не достаточно большой диаметр взрывающейся проволочки- при подрыве одной из проволочек соседние проволочки или разрывались под воздействием ударной волны, или сгорали;
- не достаточно большой диаметр головки электродов – электроды под воздействием ударной волны при подрыве первой проволочки вдавливались в выполненный из пластичного фторопласта изолятор;
- возможен пробой напряжения между периферийными (минусовыми) электродами (к которым не подключены минусовые провода) и внутренней стенкой разрядной камеры – это объясняется тем, что в исходном состоянии все проволочки соединены на центральном электроде и при подаче высокого напряжения на центральный электрод ток идёт не только на заземлённый один из периферийных электродов, но и пробивая промежуток между соседними периферийными электродами и заземлённым корпусом. в стенку разрядной камеры ЭИВУ;
- вследствие небольшого (0,5мм) диаметра радиальных отверстий в электродах затруднительно очищать их после подрыва проволочек от их остатков в этих отверстиях.

Эти недостатки были устранены следующим образом:

- увеличен диаметр взрывающихся проволочек - все проволочки использовались с диаметром равным или больше 0,3мм:

подрыве трёх стальных проволочек диаметром $d = 0,3$ мм, полученных при проведении отладочных экспериментов.

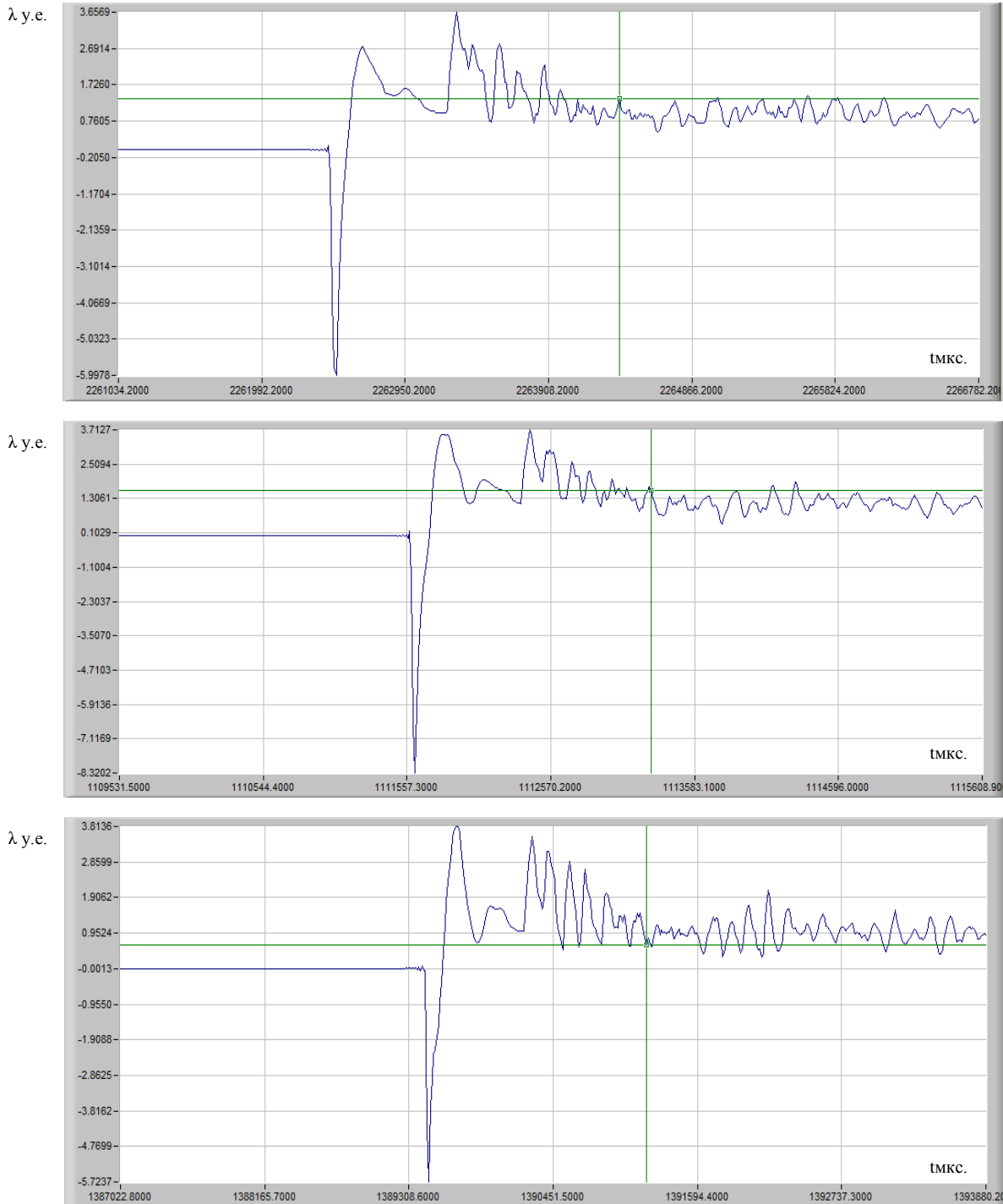


Рисунок 3.44. - Запись трёх импульсов давления на входе в модельную камеру при поочерёдном подрыве трёх стальных проволочек диаметром $d = 0,3$ мм, полученных при проведении отладочных экспериментов. Координаты по оси X – микросекунды (мкс), по оси Y – вольты (В)

Результаты отладочных испытаний представлены в таблице 5

Таблица 5 - Результаты отладочных испытаний

№ ис п	Материал проволоч ки	Диаметр проволоч ки (мм)	Порядковый номер проволочки	Величина импульса (МПа)	Давление в камере сгорания (МПа)	Ёмкость конденсаторн ой батареи (мкФ)	Напряжение на конденсаторн ой батарее (кВ)
1	сталь	0,3	1	2,8	10	200	5
	сталь	0,3	2	2,7	10	200	5
	сталь	0,3	3	2,9	10	200	5
2	нихром	0,5	1	2,29	10	200	5
	нихром	0,5	2	2,1	10	200	5
	нихром	0,5	3	2,0	10	200	5
3	медь	0,5	1	2,7	10	200	5
	медь	0,5	2	2,5	10	200	5
	медь	0,5	3	3,0	10	200	5

Полученные результаты показали принципиальную возможность разработки многозарядного электроимпульсного возмущающего устройства для оценки устойчивости рабочего процесса к высокочастотным колебаниям давления в камерах сгорания ЖРД.

В диссертации показана работа ВУ при взрывах проволок, эквивалентных ~ 0.5 г тротила и давлении в камере сгорания 10МПа. Для современных камер сгорания ЖРД требуются ВУ с существенно большими рабочими параметрами.

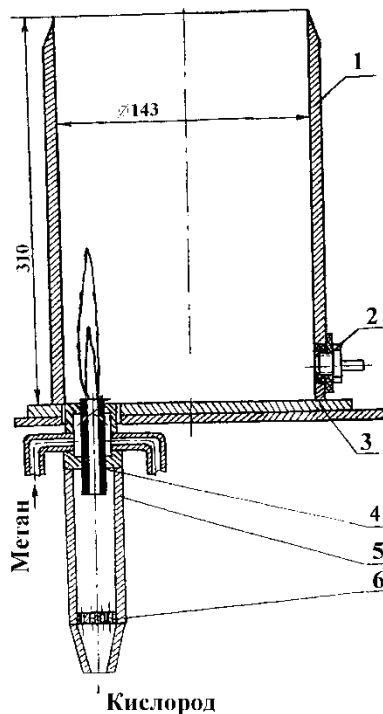
Для разработки таких ЭИВУ требуются дальнейшие исследования их работы при режимах, соответствующих рабочим параметрам камер сгорания двигателей больших тяг.

Глава 4

4.1 Примеры практического использования методики прогнозирования неустойчивости

4.1.1 Модельная камера сгорания с единичным смесительным элементом

Простейшей физической моделью (имеющей минимальное количество функциональных элементов) камеры сгорания ЖРД как потенциально автоколебательной системы является топливная форсунка с факелом пламени, помещенная в цилиндрическую камеру-резонатор (рисунок 4.1). Компоненты топлива – газообразные «метан–кислород». Давление в камере-резонаторе атмосферное. Режимные управляющие параметры: массовый расход горючего – массовый расход окислителя. Как показывают результаты многочисленных экспериментальных исследований динамическое поведение подобных систем в качественном отношении во многом сходно с поведением натуральных камер сгорания ЖРД.



1 – камера - резонатор; 2 – датчик пульсаций давления; 3 – днище камеры; 4 –форсунка; 5 – газодод; 6 – выравнивающая решетка.

Рисунок 4.1 – Модельная камера сгорания с единичным смесительным элементом

В соответствии с «Методикой» имеем:

1 Фрагмент временной реализации сигнала (рисунок 4.2, суммарный сигнал).

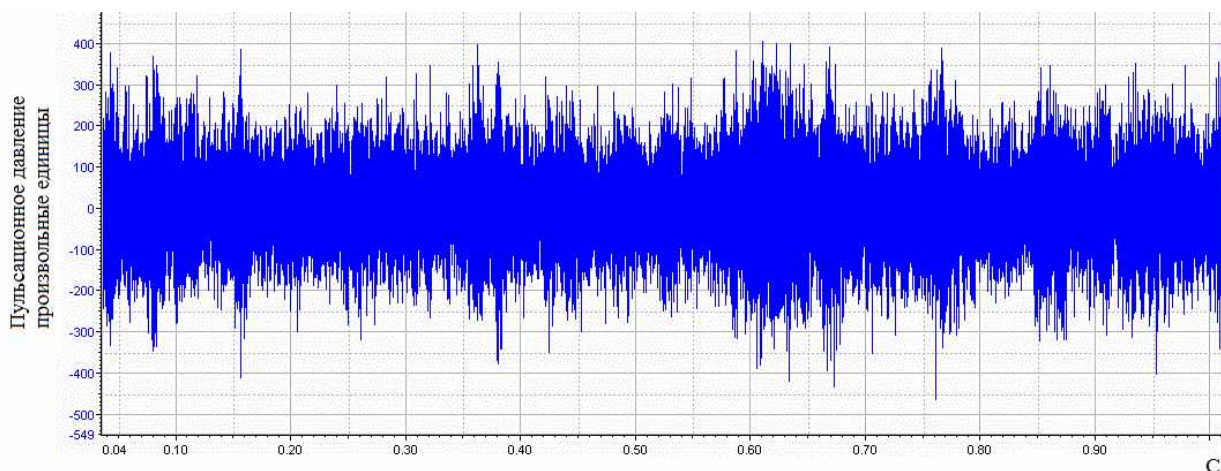


Рисунок 4.2 – Фрагмент временной реализации суммарного сигнала

2 Спектральный состав суммарного сигнала (рисунок 4.3). Основная составляющая спектра пульсаций давления $f \approx 1670$ Гц.

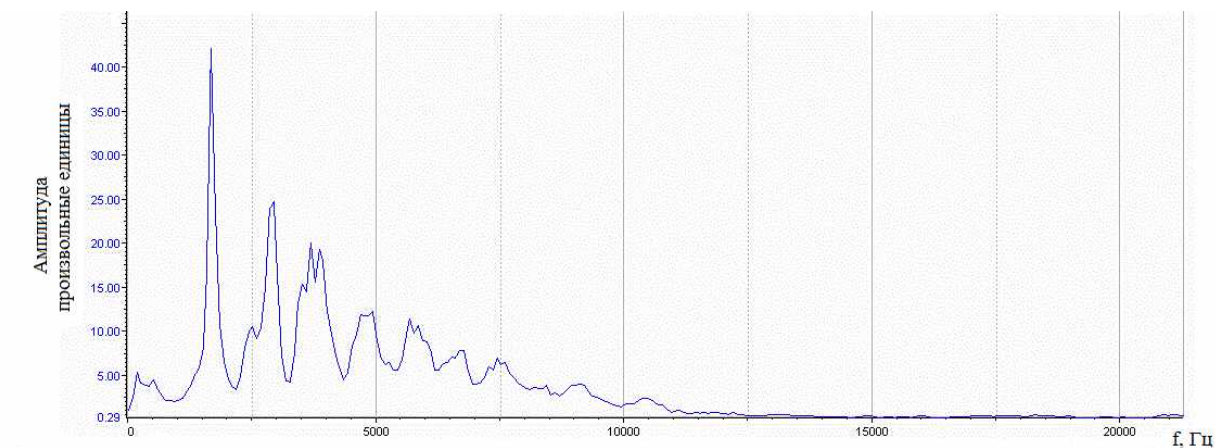
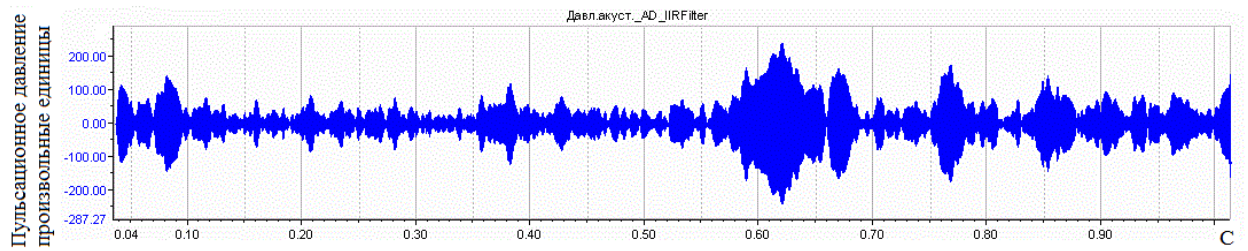


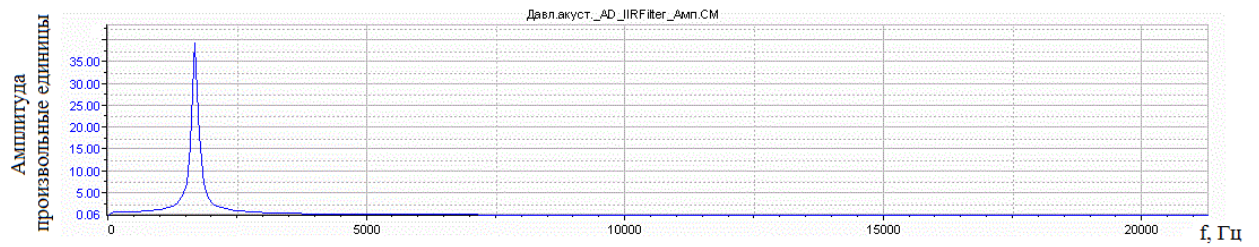
Рисунок 4.3 – Спектральный состав суммарного сигнала

3 Сигнал, фильтрованный на частоте $f \approx 1670$ Гц, его амплитудный спектр, автокорреляционная функция и плотность распределения вероятности мгновенных значений сигнала (рисунок 4.4).

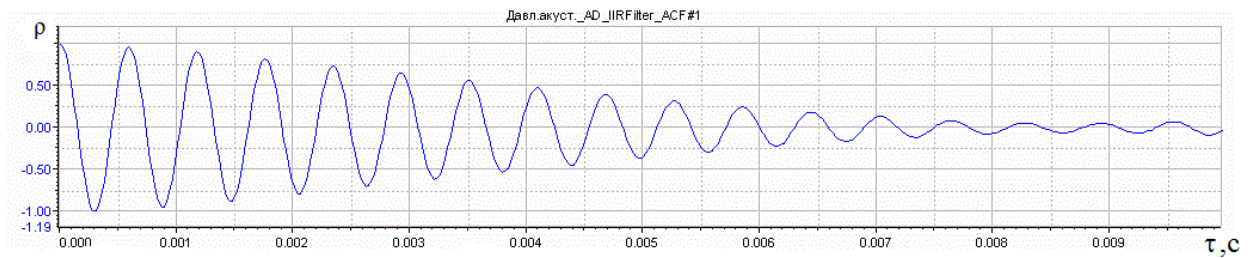
а)



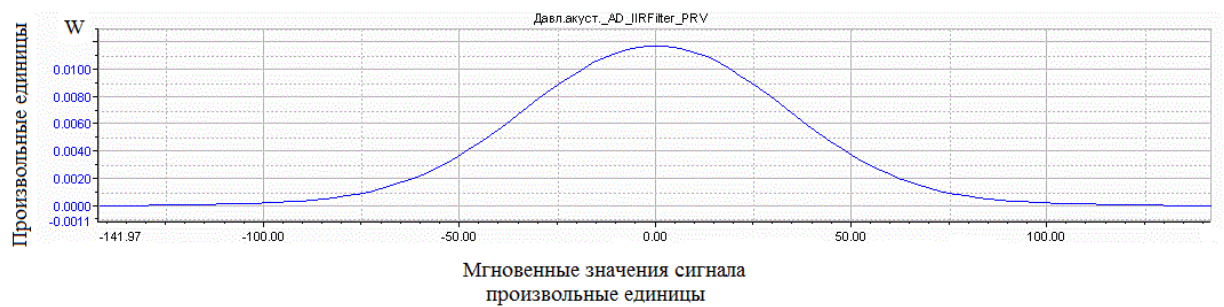
б)



в)



г)



а) – фильтрованный сигнал; б) – спектр фильтрованного сигнала; в) – АКФ фильтрованного сигнала; г) – ПРВ фильтрованного сигнала.

Рисунок 4.4 – Статистические характеристики фильтрованный на частоте $f \approx 1670$ Гц сигнала

Затухающий вид автокорреляционной функции и близкая к гауссовой плотность распределения вероятности мгновенных значений сигнала дают

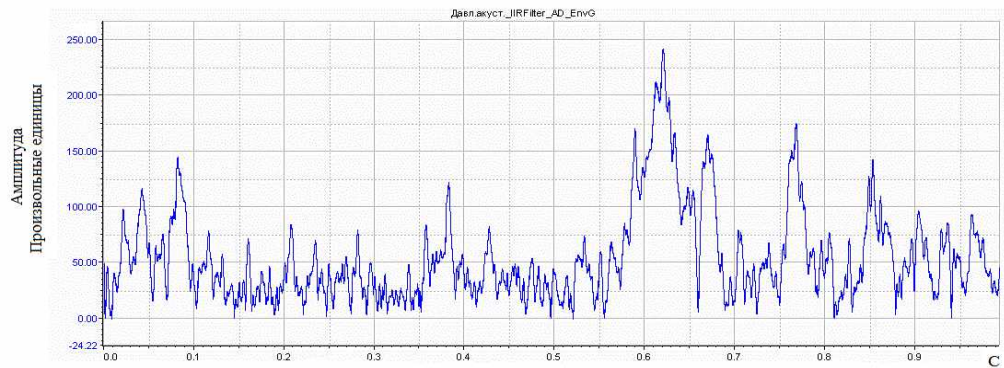
основание к заключению о его принадлежности к классу «резонансный узкополосный шум горения».

4 Оценки коэффициента диссипации колебаний (по скорости затухания автокорреляционной функции) и среднего квадратического значения сигнала соответственно равны:

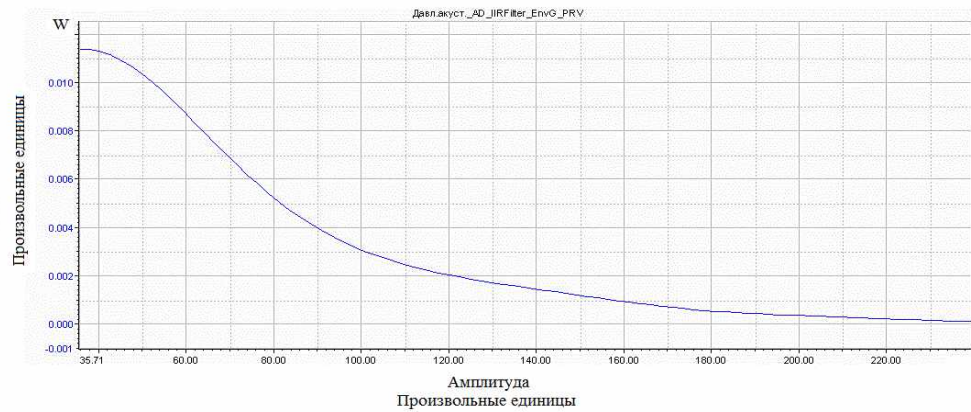
$$\delta T = 0,15, \quad \delta = 250,5 \text{ 1/с}, \quad \sigma = 36 \text{ у.е.}$$

5 Графики огибающей фильтрованного на частоте $f \approx 1670$ Гц сигнала, оценок плотности распределения вероятности огибающей и её производной представлены на рисунке 4.5.

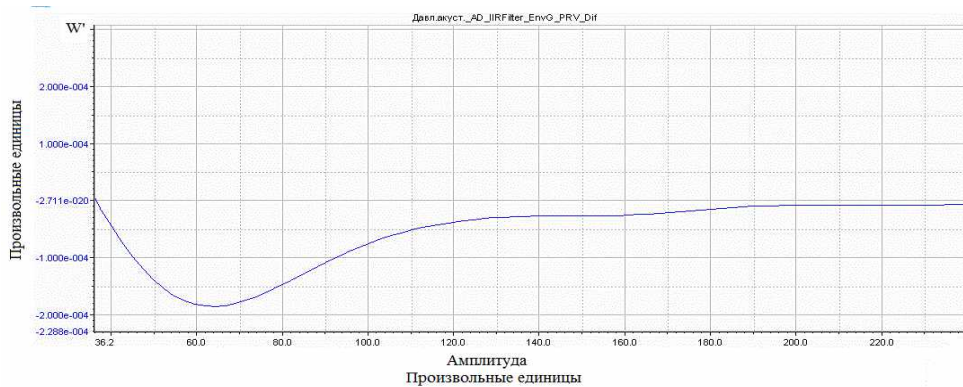
а)



б)



в)



а) – огибающая фильтрованного сигнала; б) – ПРВ амплитуды фильтрованного сигнала; в) – производная ПРВ амплитуды фильтрованного сигнала.

Рисунок 4.5 – Графики огибающей фильтрованного на частоте $f \approx 1670$ Гц сигнала, оценок плотности распределения вероятности огибающей и её производной

6 Оценка зависимости коэффициента диссипации от амплитуды колебаний давления по формуле (3.33) представлена на рисунке 4.6

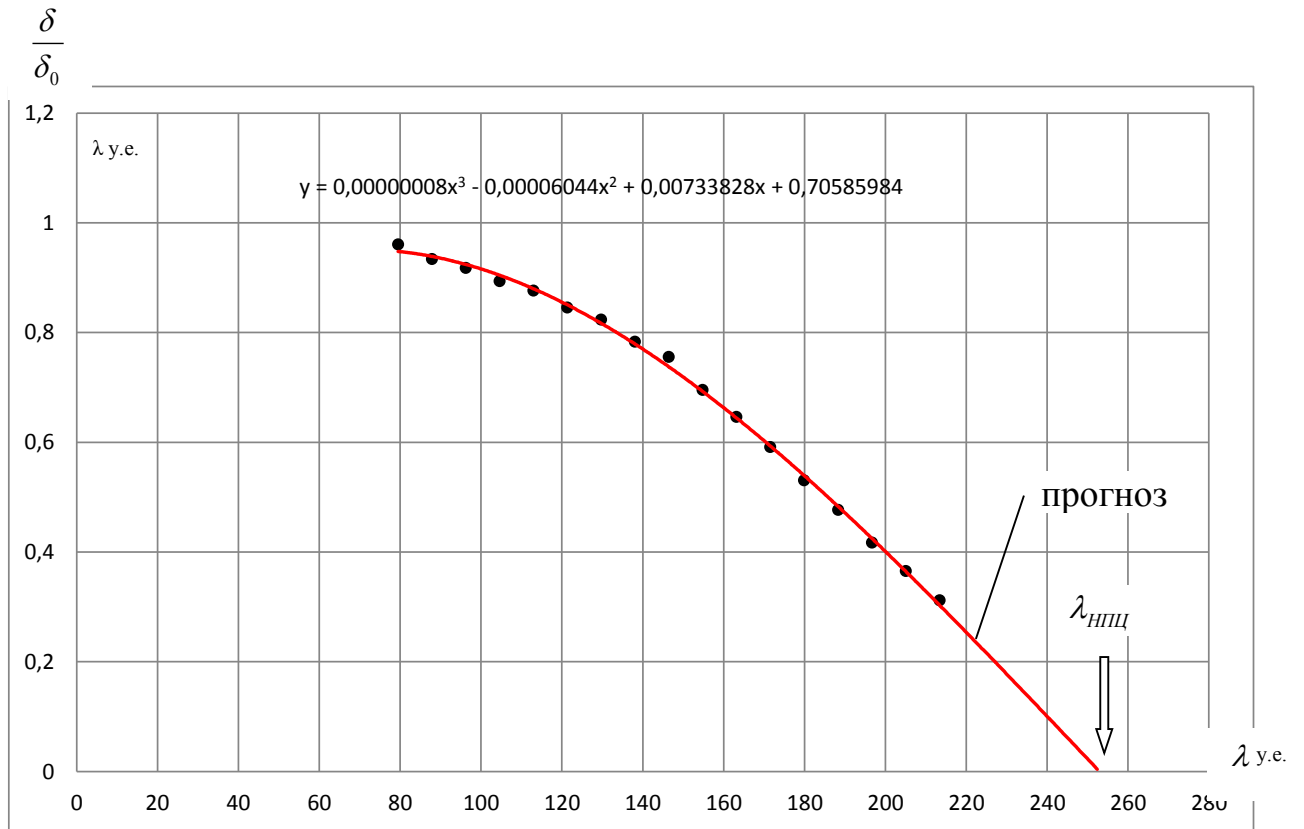


Рисунок 4.6 – Зависимость коэффициента диссипации от амплитуды колебаний давления

7 Полиномиально сглаженная и продолженная зависимость $\delta = \delta(\lambda)$ прогнозирует наличие НПЦ. В данном случае $\lambda_{\text{НПЦ}} \approx 250$ y.e.

Вывод. Исследованная динамическая система принадлежит к классу потенциально автоколебательных с «жестким» режимом самовозбуждения.

4.1.2 Газогенератор двигателя первой ступени 14Д14 РН «Протон»

Компоненты топлива АТ+НДМГ.

Анализируемый параметр – пульсации давления в предфорсуночной полости горючего (ПГФГ).

Режим 1 (условно)

В соответствии с «Методикой» имеем:

1 Фрагмент временной реализации сигнала (рисунок 4.7 суммарный сигнал).

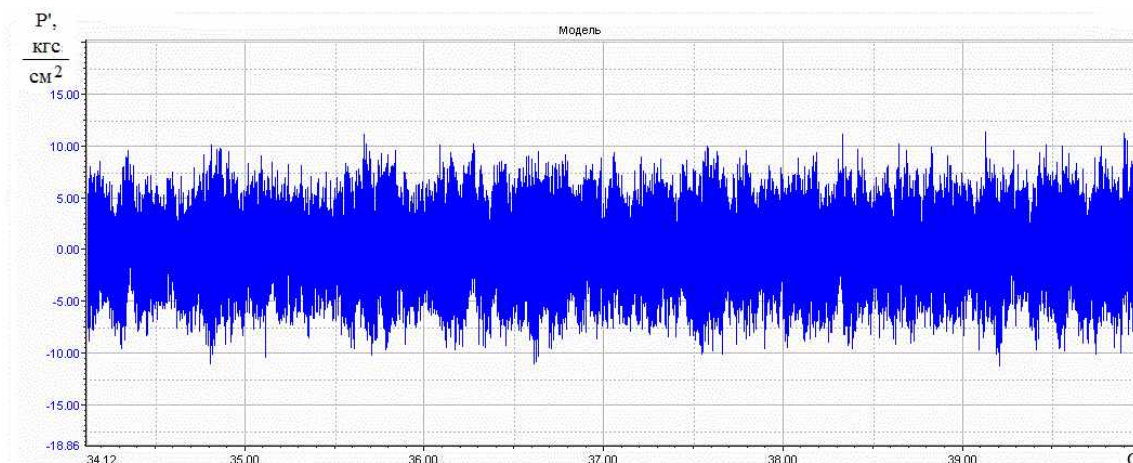


Рисунок 4.7 – Фрагмент временной реализации сигнала

2 Спектральный состав суммарного сигнала (рисунок 4.8). Основная составляющая спектра пульсаций давления $f \approx 1900$ Гц.

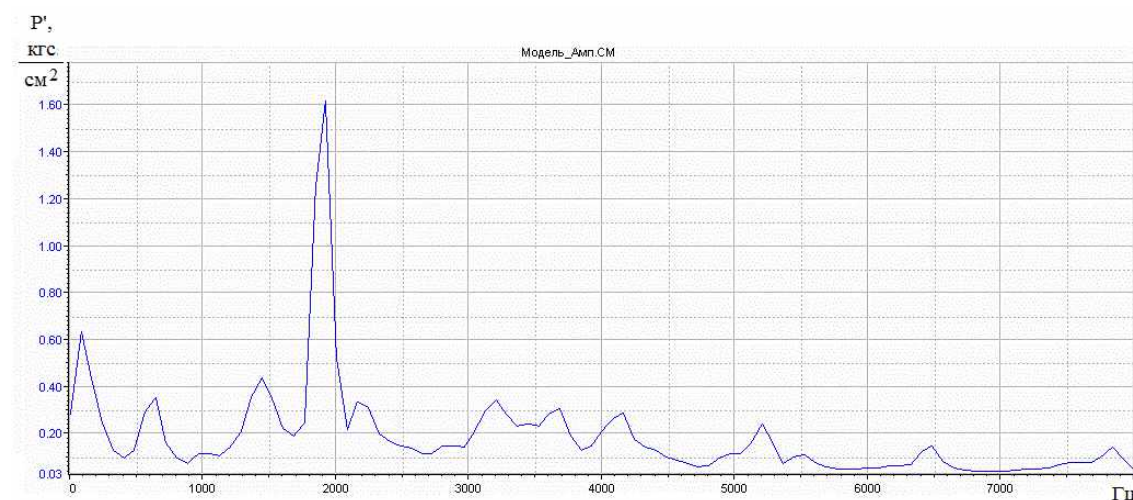
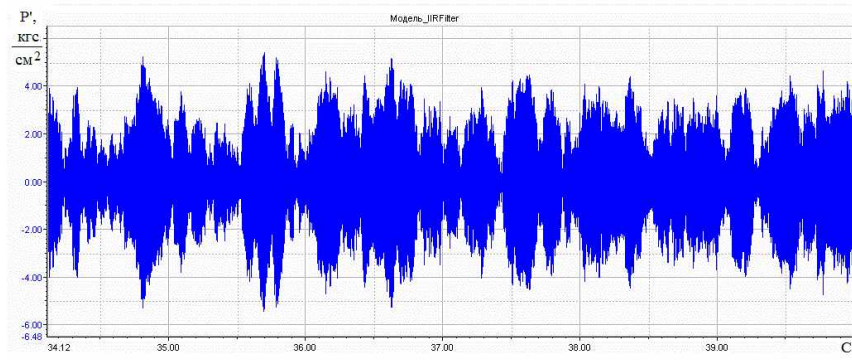


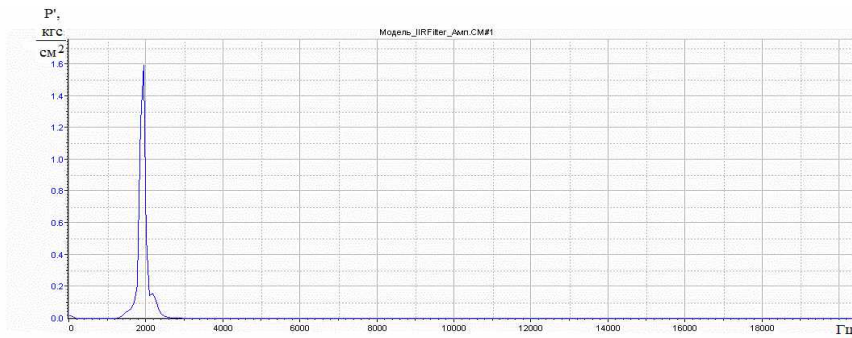
Рисунок 4.8 – Спектральный состав суммарного сигнала

3 Сигнал, фильтрованный на частоте $f \approx 1900$ Гц (а), его амплитудный спектр (б), автокорреляционная функция (в) и плотность распределения вероятности мгновенных значений сигнала (г) (рисунок 4.9).

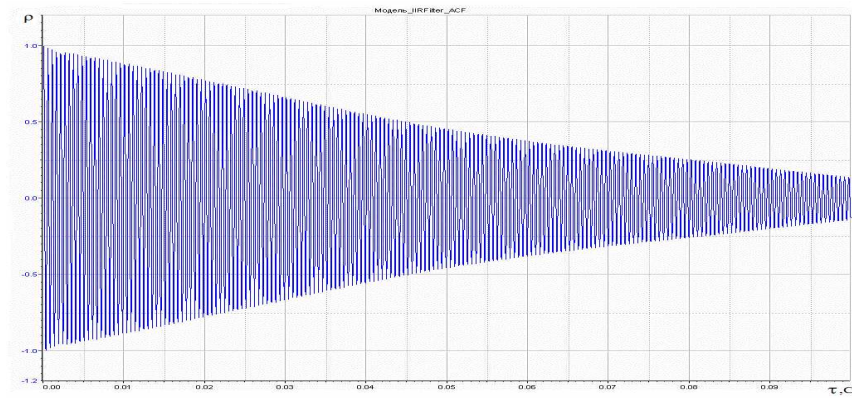
а)



б)



в)



г)

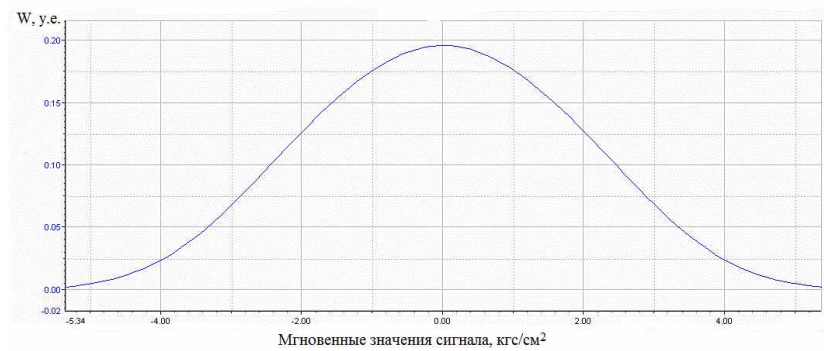


Рисунок 4.9– Статистические характеристики фильтрованного сигнала

Затухающий вид автокорреляционной функции и близкий к гауссовой плотности вероятности распределения огибающей сигнала дают основание к заключению о его принадлежности к классу «резонансный узкополосный шум горения».

4 Оценки коэффициента диссипации колебаний (по скорости затухания автокорреляционной функции) и среднего квадратического значения сигнала соответственно равны:

$$\delta T=0,01, \quad \delta=19 \text{ 1/с}, \quad \sigma=2.26 \text{ у.е.}$$

График огибающей фильтрованного на частоте $f \approx 1900$ Гц сигнала представлен на рисунке 4.10.

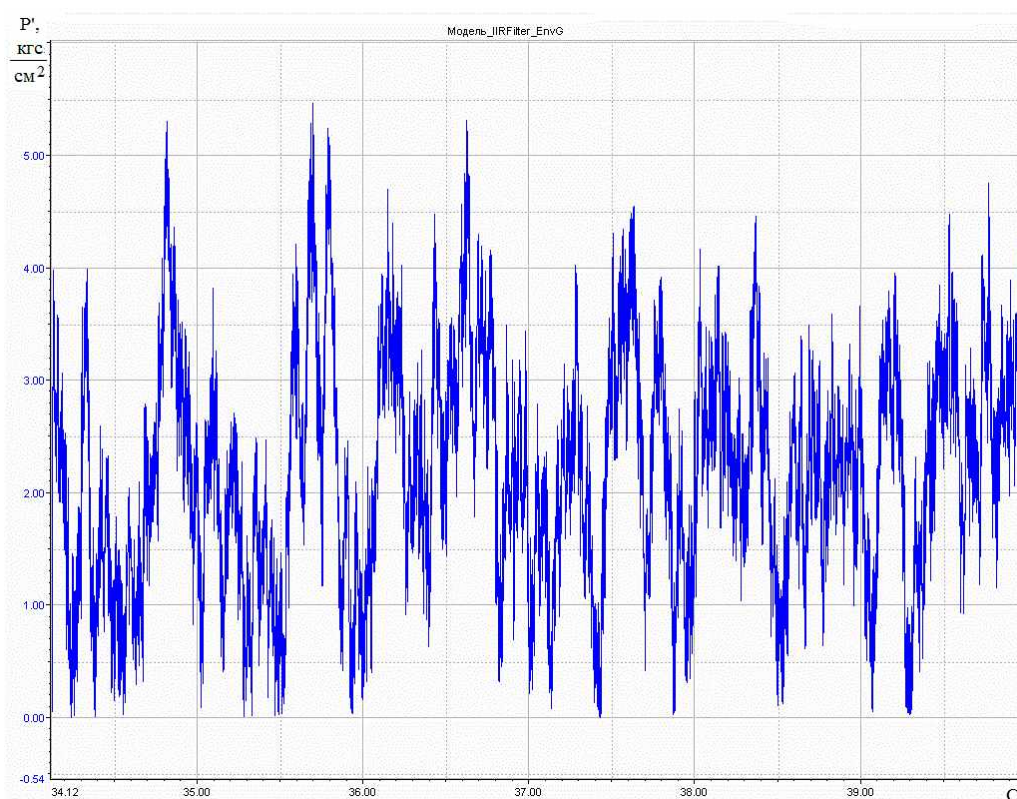


Рисунок 4.10 – Огибающая сигнала

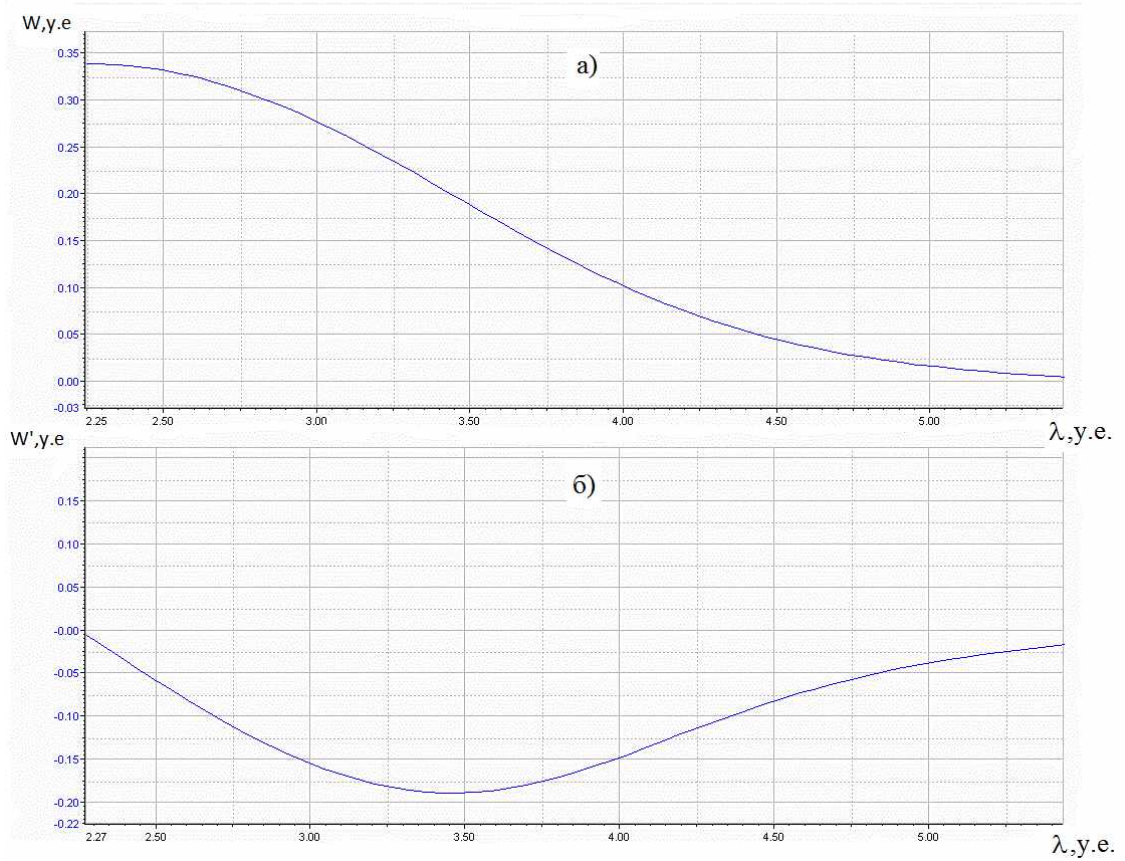


Рисунок 4.11– Графики зависимости ПРВ амплитуды (а) и ее производной (б) от амплитуды колебаний давления

5 Оценка зависимости коэффициента диссипации от амплитуды колебаний давления по формуле (3.33) представлена на рисунке 4.12.

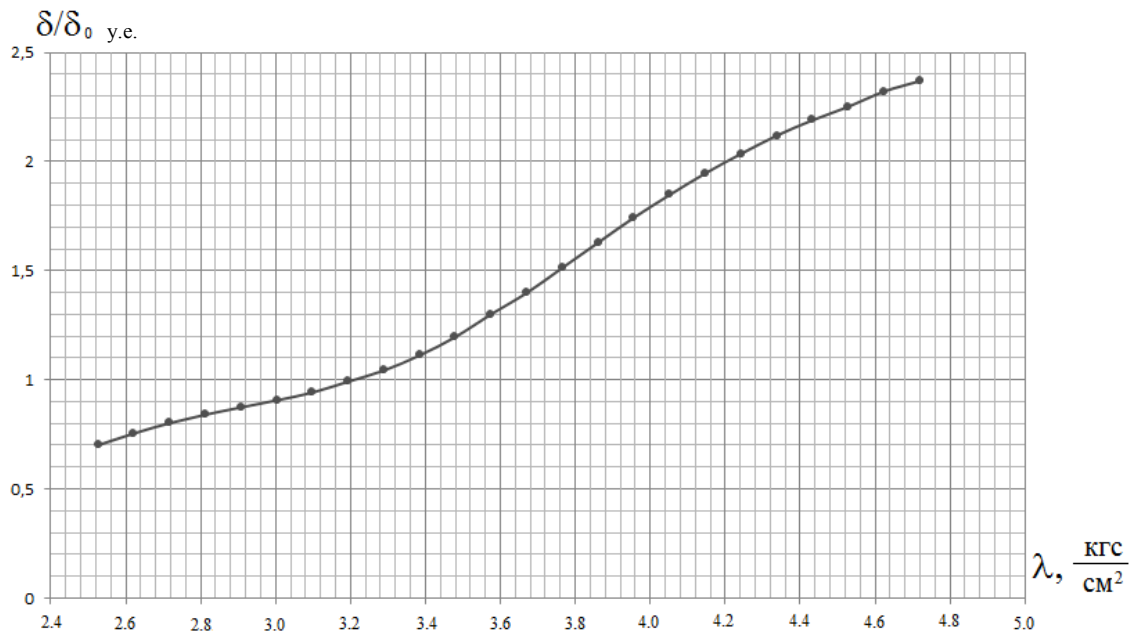


Рисунок 4.12 – Зависимость коэффициента диссипации от амплитуды колебаний

Как видим зависимость $\delta=\delta(\lambda)$ не обнаруживает признака наличия НПЦ на данном режиме работы газогенератора.

Вывод. На данном режиме работы исследования динамическая система не принадлежит к классу потенциально автоколебательных с «жестким» режимом самовозбуждения.

4.1.3 Экспериментальная камера сгорания Д1418

Схему экспериментальной камеры сгорания иллюстрирует рисунок 4.13. Смесительная головка камеры укомплектована четырьмя эмульсионными форсунками с внедрением боковых струй керосина в осевой поток газообразного кислорода.

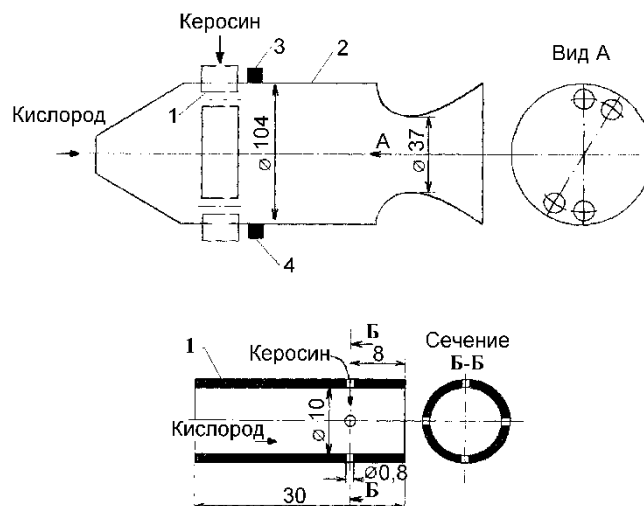


Рисунок 4.13 - Схема экспериментальной камеры сгорания:

1 – форсунка; 2 – камера; 3 – датчик пульсаций давления; 4 – устройство ввода импульсных возмущений

После воспламенения и выхода камеры на установившийся режим (давление в камере $P_k=0,4$ МПа, коэффициент избытка окислителя $\alpha=0,7$) осуществлялось одно из двух динамически устойчивых стационарных шумовых состояний:

– **состояние 1** со средней квадратической амплитудой колебаний давления $\lambda = (7 \dots 9) \cdot 10^{-4}$ МПа и декрементом $d = 0,04$ на частоте первой тангенциальной моды $f \approx 6150$ Гц (рисунок 4.14);

– **состояние 2** с $\lambda = (23 \dots 29) \cdot 10^{-4}$ МПа и декрементом $d = 0,01$ на частоте той же моды $f \approx 6200$ Гц (рисунок 4.15).

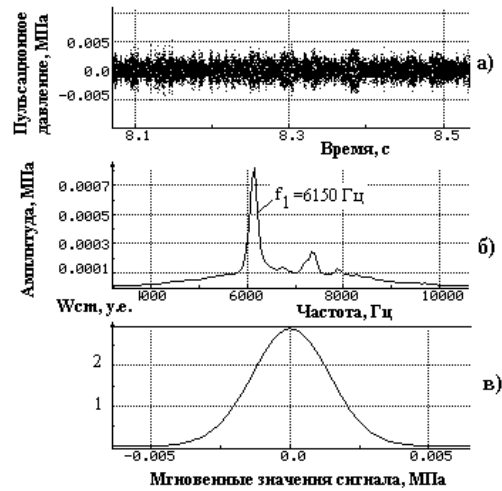


Рисунок 4.14 - Шумовое стационарное состояние 1:

а) – фрагмент осциллограммы; б) – спектрограмма; в) – плотность вероятности мгновенных значений сигнала

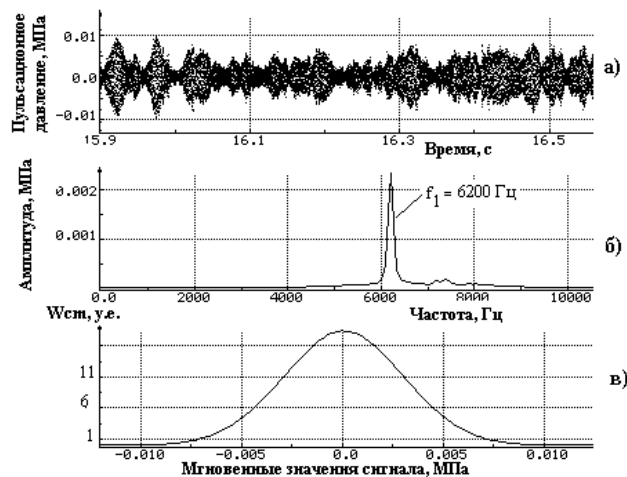


Рисунок 4.15 - Шумовое стационарное состояние 2:

а) – фрагмент осциллограммы; б) – спектрограмма; в) – плотность вероятности мгновенных значений сигнала

Оба состояния (1 и 2) характеризуются гауссовыми законами распределения мгновенных значений шума на частоте f_1 .

На рассматриваемом режиме испытаний в зависимости от реализованного стационарного состояния (1 или 2) ввод искусственных импульсных возмущений от ВУ в реакционный объем камеры приводил:

- к динамическому переходу из шумового состояния 1 в шумовое состояние 2 (рисунок 4.16, а);
- к динамическому переходу из шумового состояния 2 в шумовое состояние 1 (рисунок 4.16, б);
- к восстановлению исходного шумового состояния 1 или 2 после истечения времени характерного переходного процесса (рисунок 4.17).

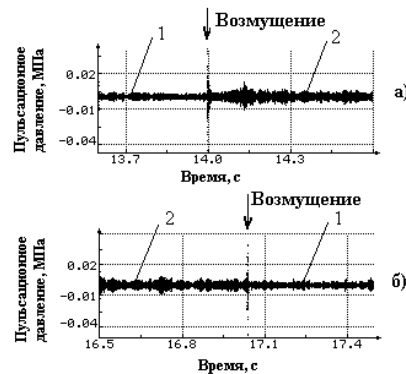


Рисунок 4.16 - Индуцированные импульсными возмущениями динамические переходы:

- а) – «шум 1 → шум 2»; б) – «шум 2 → шум 1»;
 1 – шумовое состояние 1; ↓ – возмущение; 2 – шумовое состояние 2

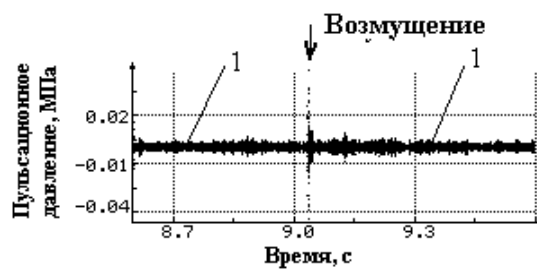


Рисунок 4.17 - Восстановление исходного шумового состояния 1 после ввода импульсного возмущения

При форсировании режима работы камеры по давлению ($P_k=0,5$ МПа, $\alpha = 0,7$) двузначность реализуемых стационарных состояний сохранялась. При этом:

- если исходным являлось состояние 1, то оно, как правило, сохранялось на протяжении всего испытания (10...15 с, при условии отсутствия ввода импульсных возмущений);
- если осуществлялось состояние 2 (самопроизвольно, либо под действием искусственного импульсного возмущения), то, спустя некоторый случайный интервал времени, наблюдалось возбуждение регулярных автоколебаний первой тангенциальной моды на частоте $f \approx 6300$ Гц (рисунок 4.18).

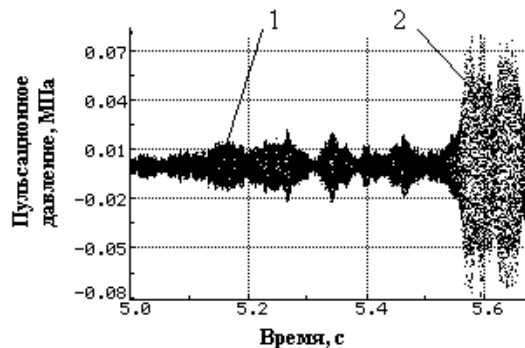


Рисунок 4.18 - Самопроизвольный динамический переход «шум 2 → автоколебания»:

1 – шумовое состояние; 2 – автоколебательное состояние

Возбуждение автоколебаний носило флуктуационный характер с плавным нарастанием амплитуды. Возбужденные автоколебания либо продолжались до конца испытания, либо по прошествии случайного интервала времени прекращались (рисунок 4.19).

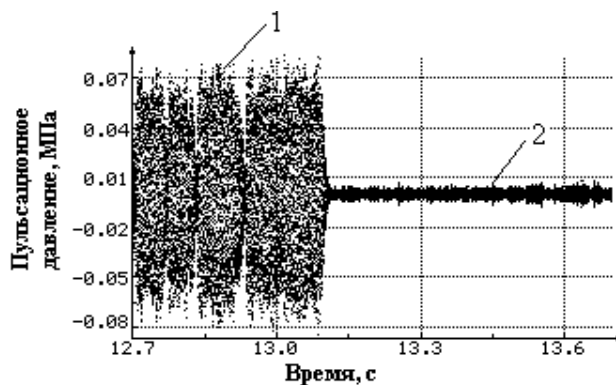


Рисунок 4.19 - Самопроизвольный динамический переход «автоколебания → шум 1»:

1 – автоколебательное состояние; 2 – шумовое состояние 1

Рисунки 4.20 и 4.21 иллюстрируют плотности распределения вероятности огибающих (амплитуд) и восстановленные по ним зависимости коэффициента затухания от амплитуды на частоте f_1 для шумовых состояний 1 и 2. Как видно, для состояния 1 коэффициент затухания практически не зависит от амплитуды колебаний λ . Для состояния же 2 характерна падающая зависимость коэффициента затухания от амплитуды, прогнозирующая существование неустойчивого предельного цикла.

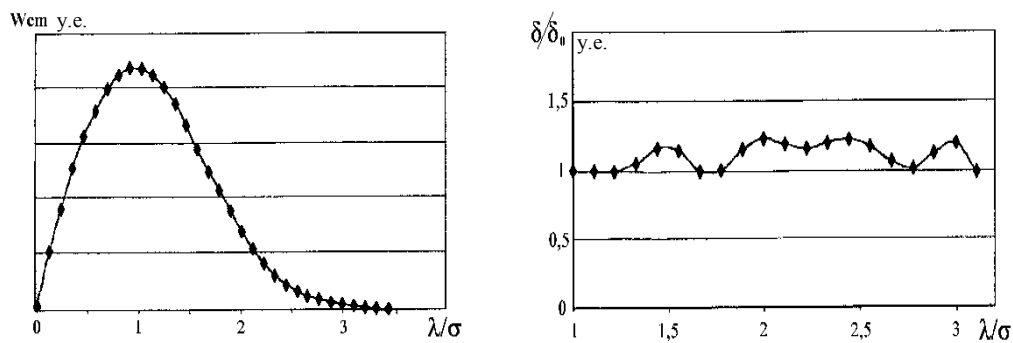


Рисунок 4.20 - Плотность распределения вероятности амплитуды – а) и восстановленная зависимость коэффициента затухания от амплитуды – б) для шумового состояния 1

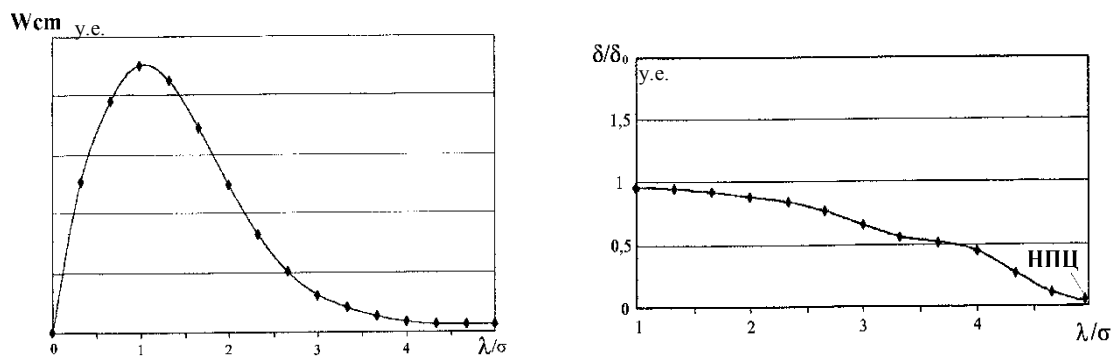


Рисунок 4.21 - Плотность распределения вероятности амплитуды – а) и восстановленная зависимость коэффициента затухания от амплитуды – б) для шумового состояния 2 (в данном случае $\lambda \approx 5\sigma$) и соответственно, возможность спонтанного самовозбуждения автоколебаний

Прекращение автоколебаний можно было вызвать вводом импульсного возмущения (рисунок 4.22). При этом осуществлялся переход либо в шумовое

состояние 1 без последующего самовозбуждения автоколебаний, либо в шумовое состояние 2 с последующим самовозбуждением автоколебаний.

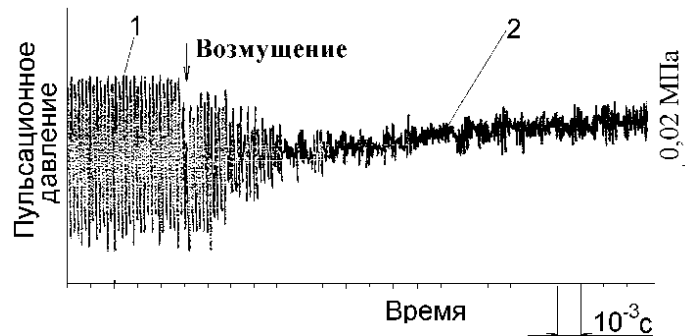


Рисунок 4.22 - Индуцированный импульсным возмущением динамический переход «автоколебания → шум 1»:

1 – автоколебательное состояние; ↓ – возмущение; 2 – шумовое состояние 1

Таким образом, при реализованных значениях управляющих параметров ($P_k=0,5$ МПа, $\alpha = 0,7$) процесс горения в камере обнаруживает признаки параметрической и динамической бистабильности.

Таким образом, при реализованных значениях управляющих параметров ($P_k=0,5$ МПа, $\alpha = 0,7$) процесс горения в камере обнаруживает признаки параметрической и динамической бистабильности.

Небезынтересно обратить внимание на то, что динамика возбуждения автоколебаний при подаче импульсного возмущения в камеру сгорания, изначально находящейся в шумовом состоянии 1, соответствует описанному выше сценарию, а именно: переходу из шумового состояния 1 в шумовое состояние 2 с последующим самовозбуждением автоколебаний (рисунок 4.23).

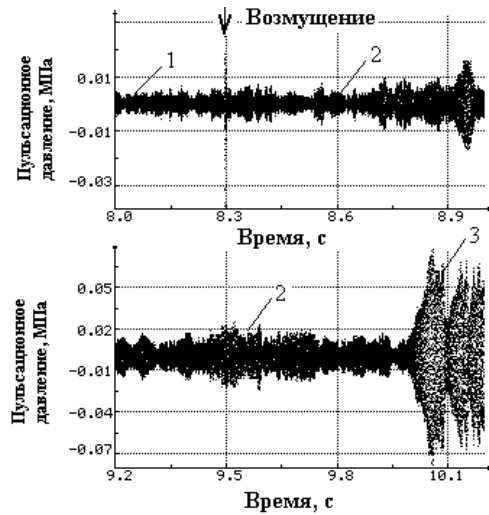


Рисунок 4.23 - Индуцированные импульсным возмущением динамические переходы «шум 1» → «шум 2» → «автоколебания»:

1 – шумовое состояние 1; ↓ – возмущение; 2 – шумовое состояние 2; 3 – автоколебательное состояние

Проведенные измерения температуры в газовом канале форсунки и на выходе из него показали, что описанному выше шумовому состоянию 2 соответствует режим стабилизации пламени в канале форсунки, а шумовому состоянию 1 – в районе огневого днища.

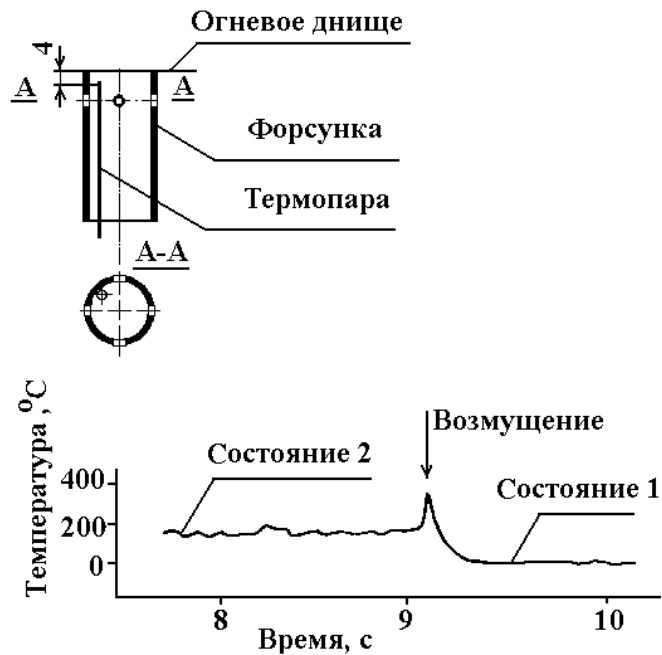


Рисунок 4.24 - Смена температурного режима работы форсунки при подаче импульсного возмущения давления

Выводы о возможности двух режимов стабилизации пламени в форсунках с внедрением поперечных струй жидкого горючего в поток газообразного окислителя получены в [56] Сидлеровым Д.А. на основе численных расчетов. Процессы течения, смешения и горения для этих случаев стабилизации пламени существенно различны. Различны и показатели динамической устойчивости процесса горения. На основании сделанных выводов и с целью продолжения исследований в области оценки устойчивости рабочего процесса горения, была проведена модернизация модельной экспериментальной установки Д1418 (Приложение 1).

4.1.4 Изделие Д4

Компоненты топлива АТ+НДМГ.

Анализируемый параметр – пульсации давления в предфорсуночной головке (ПГФК)

В соответствии с «Методикой» имеем:

1 Фрагмент временной реализации сигнала (рисунок 4.25 суммарный сигнал).

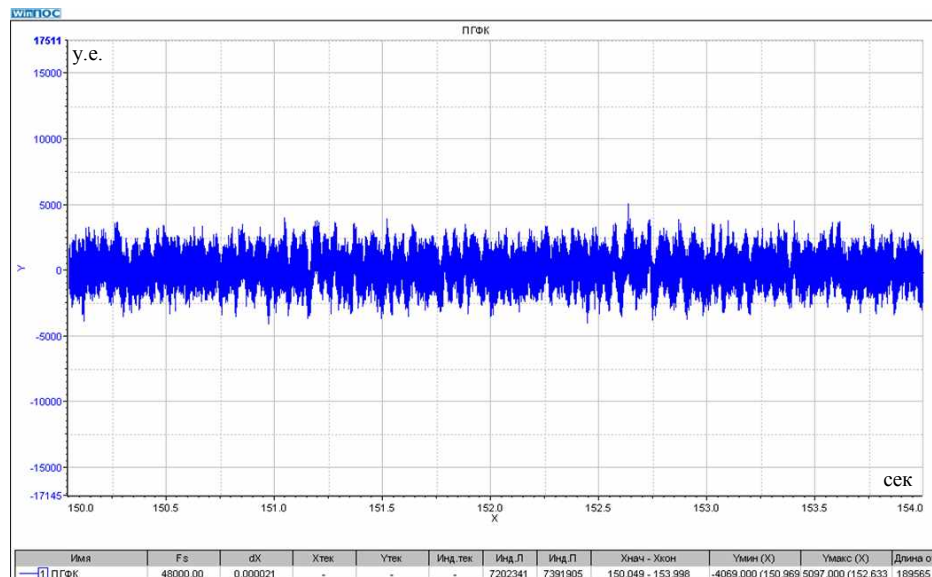


Рисунок 4.25 – Фрагмент временной реализации сигнала

2 Спектральный состав суммарного сигнала (рисунок 4.26). Основная составляющая спектра пульсаций давления $f \approx 2813$ Гц.

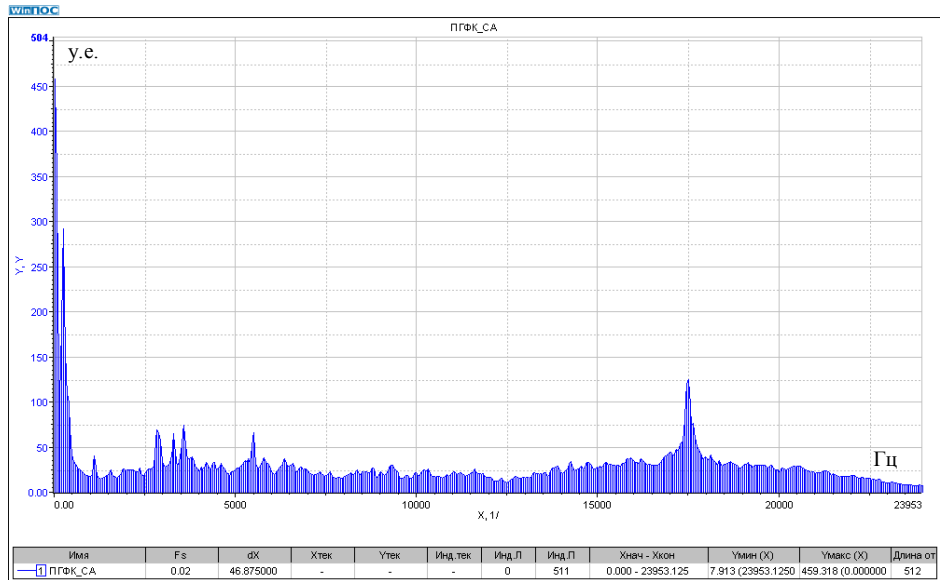
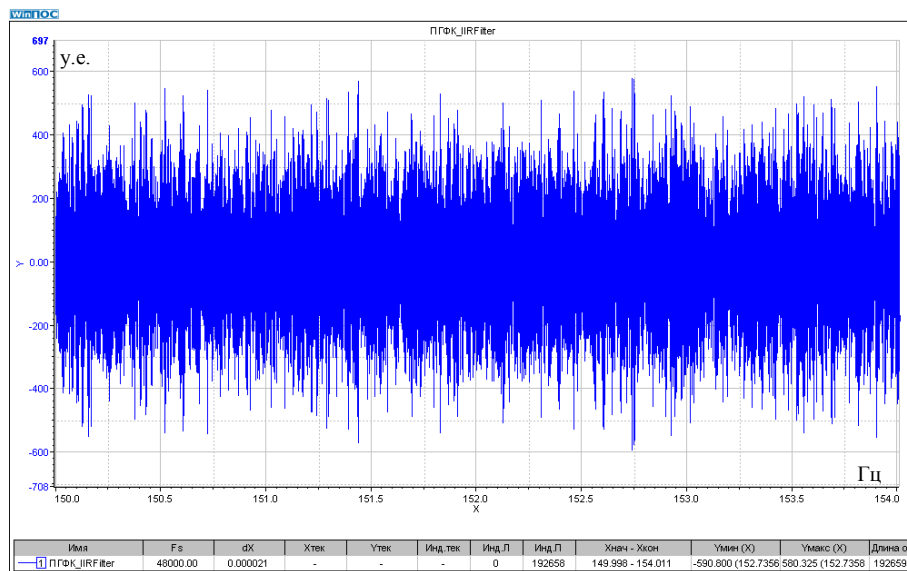


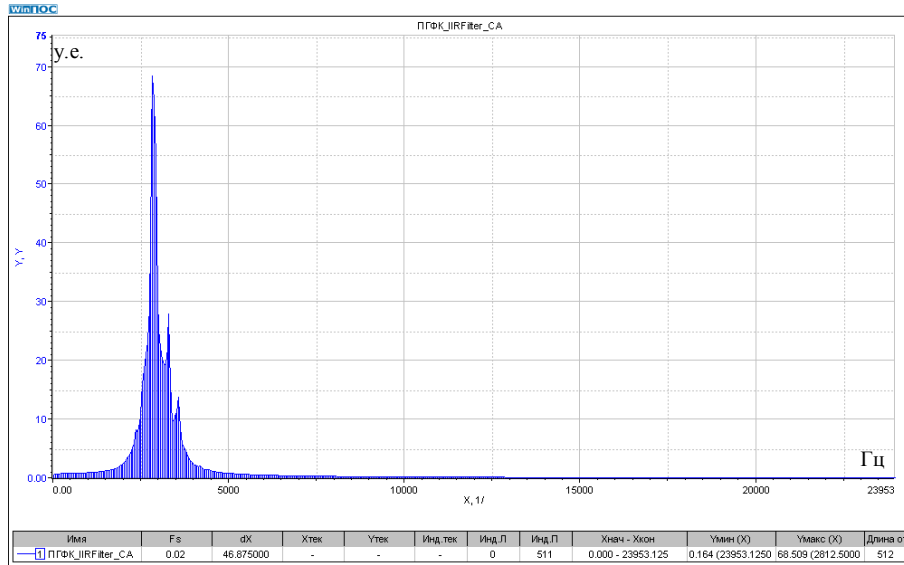
Рисунок 4.26 – Спектральный состав суммарного сигнала

3 Сигнал, фильтрованный на частоте $f \approx 2813$ Гц (а), его амплитудный спектр (б), автокорреляционная функция (в) и плотность распределения вероятности мгновенных значений сигнала (г) (рисунок 4.27).

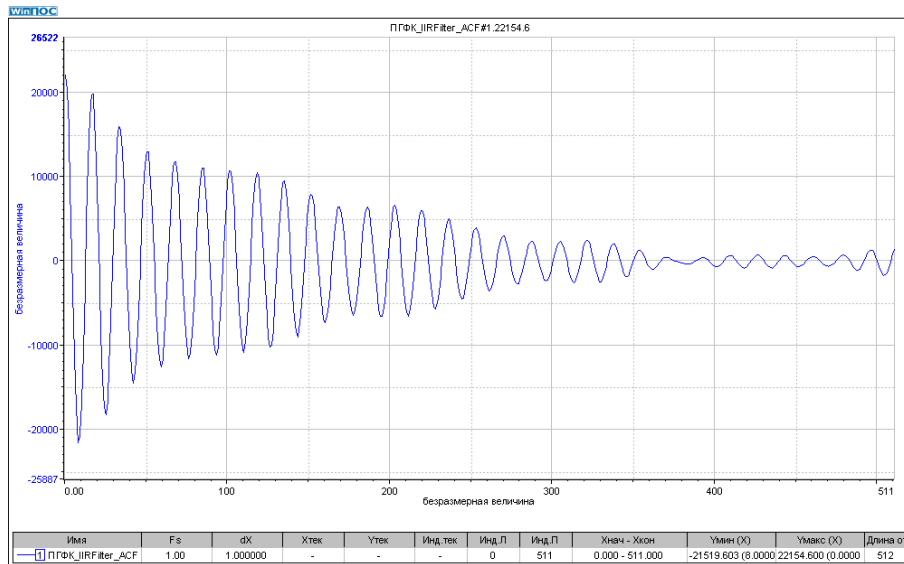
а)



б)



в)



г)

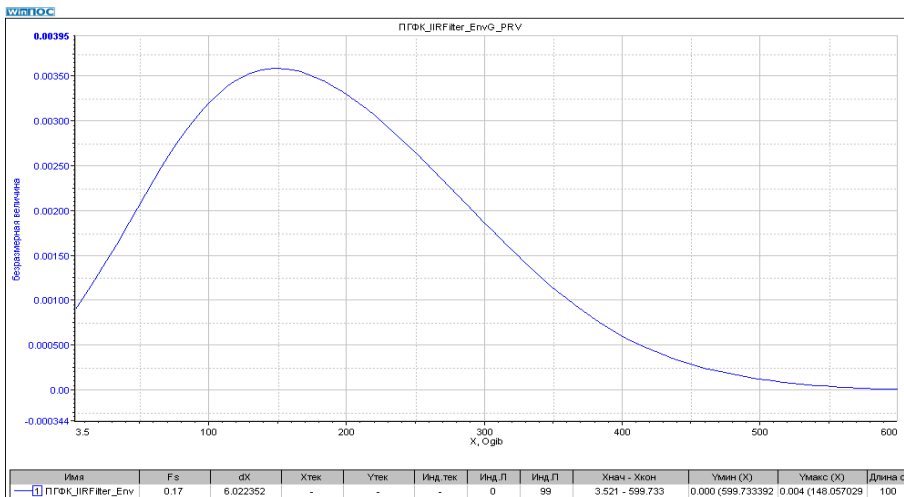


Рисунок 4.27– Статистические характеристики фильтрованного сигнала

Затухающий вид автокорреляционной функции и близкий к гауссовой плотности вероятности распределения огибающей сигнала дают основание к заключению о его принадлежности к классу «резонансный узкополосный шум горения».

4 Оценки коэффициента диссипации колебаний (по скорости затухания автокорреляционной функции) и среднего квадратического значения сигнала соответственно равны:

$$\delta T = 0,09, \quad \delta = 254,4 \text{ 1/с}, \quad \sigma = 148,8 \text{ у.е.}$$

График огибающей фильтрованного на частоте $f \approx 2813$ Гц сигнала представлен на рисунке 4.28.

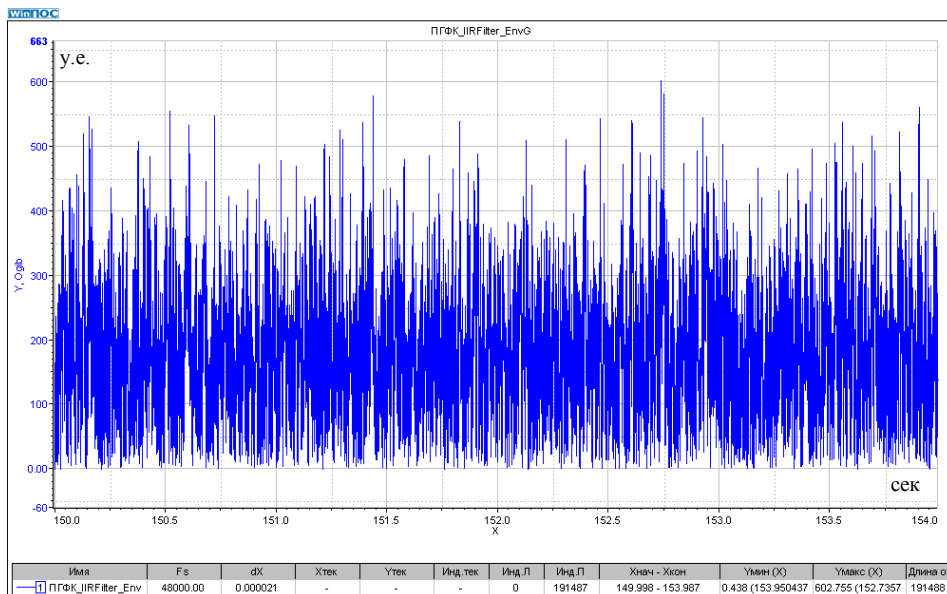


Рисунок 4.28 – Огибающая сигнала

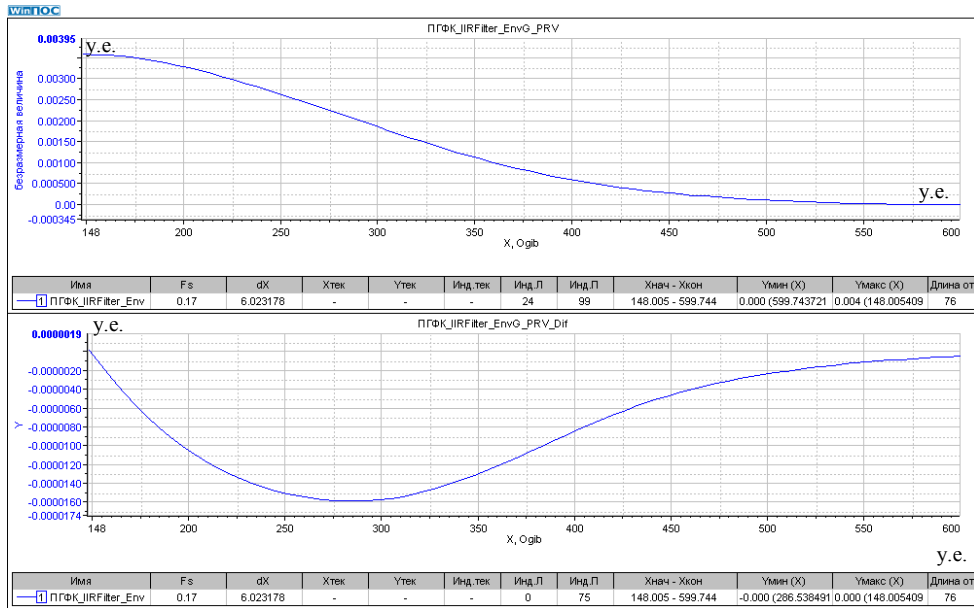


Рисунок 4.29– Графики зависимости ПРВ амплитуды и ее производной от амплитуды колебаний давления

5 Оценка зависимости коэффициента диссипации от амплитуды колебаний давления по формуле (3.33) представлена на рисунке 4.30.

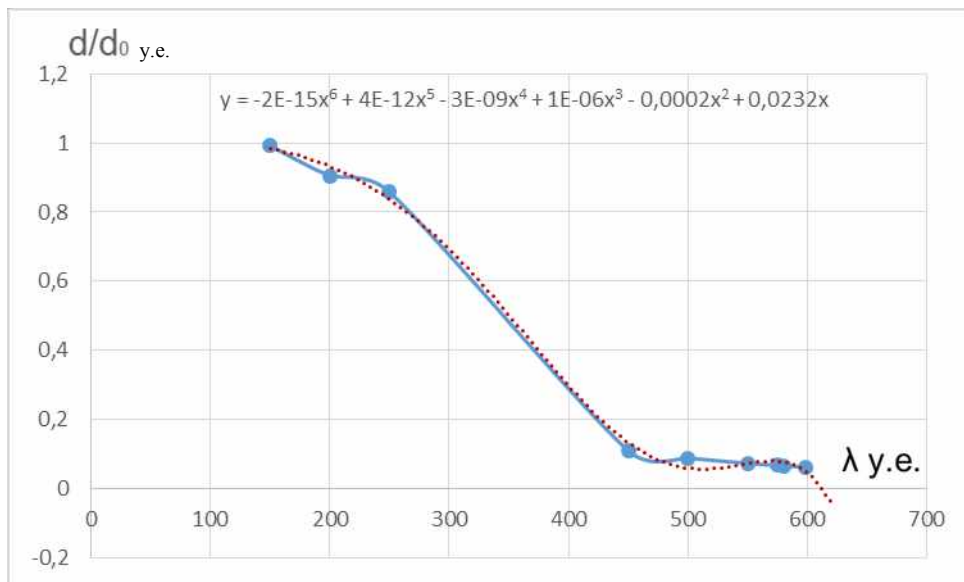


Рисунок 4.30 – Зависимость коэффициента диссипации от амплитуды колебаний давления

6 Полиномиально сглаженная и продолженная зависимость $\delta = \delta(\lambda)$ прогнозирует наличие НПЦ. В данном случае $\lambda_{НПЦ} \approx 620$ у.е.

Вывод. Исследованная динамическая система принадлежит к классу потенциально автоколебательных с «жестким» режимом самовозбуждения.

4.2 Примеры практического использования разработанного метода «жесткого» возбуждения высокочастотных колебаний давления с применением ЭИВУ

Следующий пример демонстрирует эффективность метода импульсных возмущений, генерируемых ЭИВУ, как средства идентификации неустойчивого предельного цикла автоколебаний в системе с жестким режимом возбуждения. В данном случае объектом исследования являлась аэродинамическая труба с установленной в ней диаметральной перегородкой (рисунок 4.31).

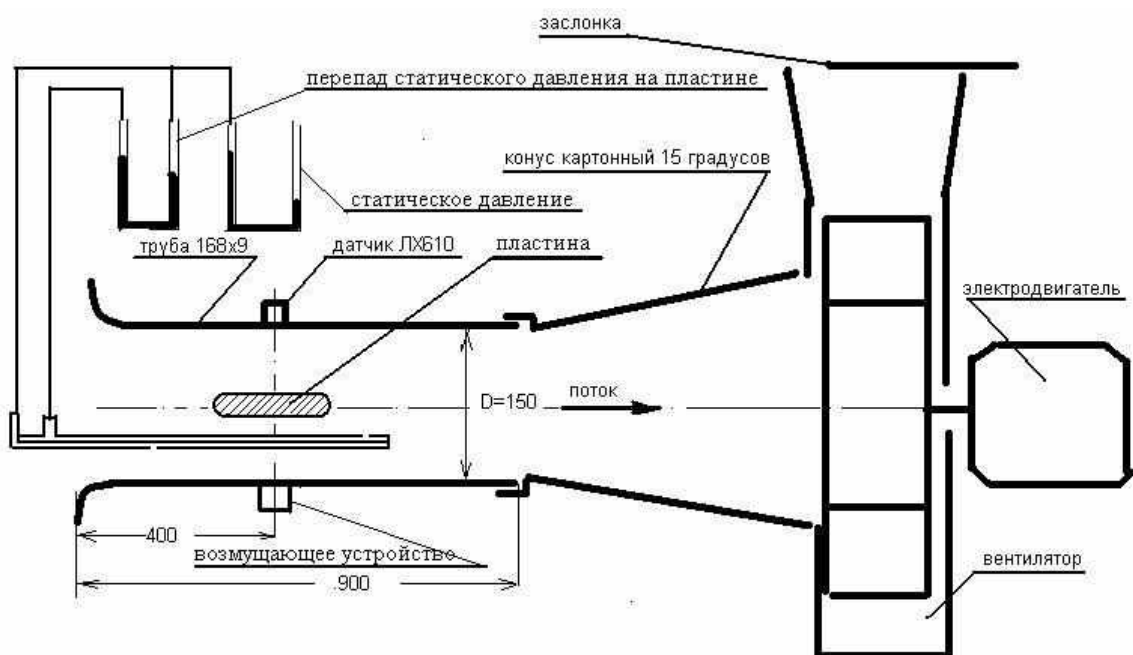


Рисунок 4.31 – Схема экспериментальной установки

В рассматриваемом случае режимный управляющий параметр – скорость потока воздуха в трубе. Исходное динамическое состояние колебательной системы – шумовое ($V > 50$ м/с, акустический резонанс на частоте $f \approx 1074$ Гц – первая тангенциальная мода поперечных колебаний).

При снижении скорости потока воздуха в трубе возбуждаются регулярные автоколебания на частоте, близкой к резонансной ($f \approx 927$ Гц).

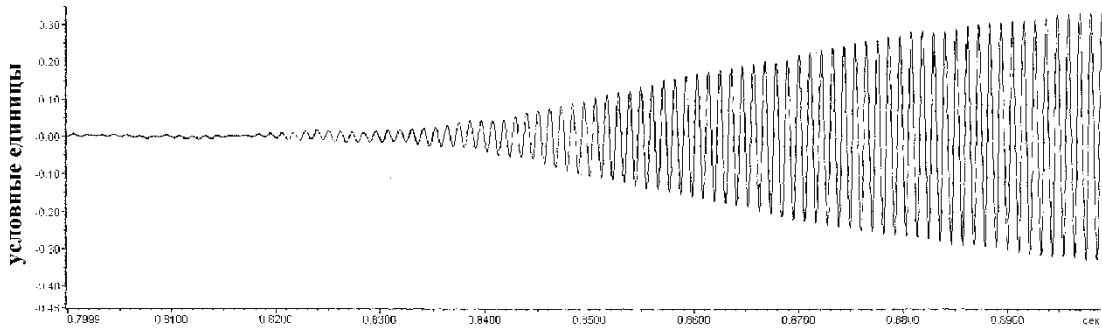


Рисунок 4.32 - Характер самовозбуждения

При последующем изменении управляющего параметра в обратном направлении (увеличении скорости потока воздуха) автоколебания «держатся» до значений V , существенно больших, чем на границе их первоначального появления. При $V=50\text{ м/с}$ происходит срыв автоколебаний (система переходит в шумовое состояние, эквивалентное исходному). Рисунок 4.33 иллюстрирует диаграмму динамических переходов «шум» → «автоколебания» → «шум».

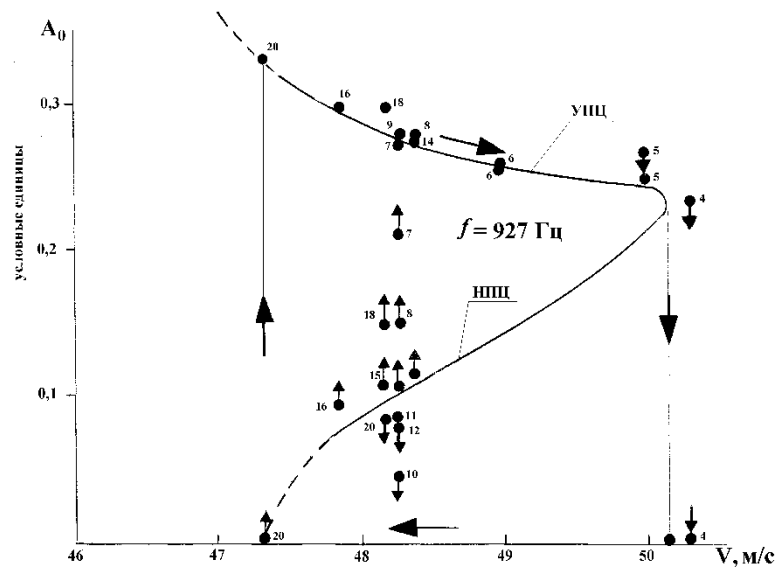


Рисунок 4.33 – Диаграмма динамических переходов «шум» → «автоколебания» → «шум»

Наблюдается гистерезисная зависимость амплитуды автоколебаний от режимного управляющего параметра V . Наличие колебательного гистерезиса указывает на существование неустойчивого предельного цикла

автоколебаний. Для его обнаружения был использован метод импульсных возмущений. Источником возмущений служило электроимпульсное возмущающее устройство, принцип действия которого основан на эффекте «взрывающейся проволоочки» при прохождении через нее электрического тока высокого напряжения [57]. Импульсные возмущения вводились в соответствии со схемой, представленной на рисунке 4.31.

Реакцию колебательной системы на ввод импульсных возмущений иллюстрируют рисунки 4.34, 4.35, 4.36.

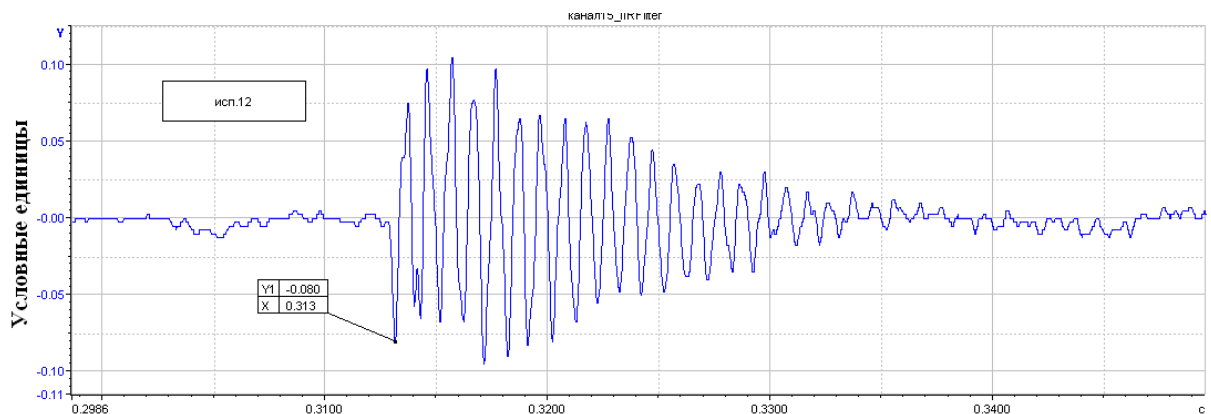


Рисунок 4.34 – Затухающая реакция на импульсное возмущение

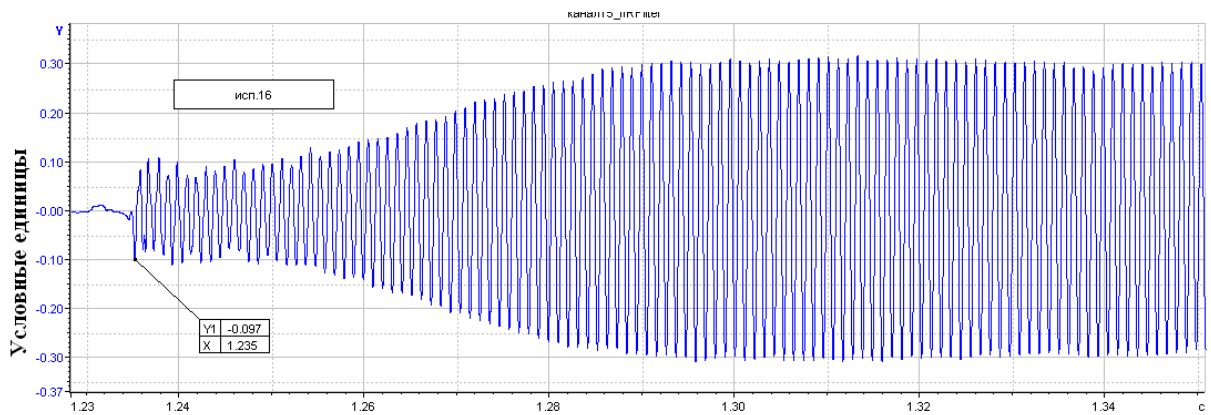


Рисунок 4.35 – Незатухающая реакция на импульсное возмущение с выходом на УПЦ «снизу»

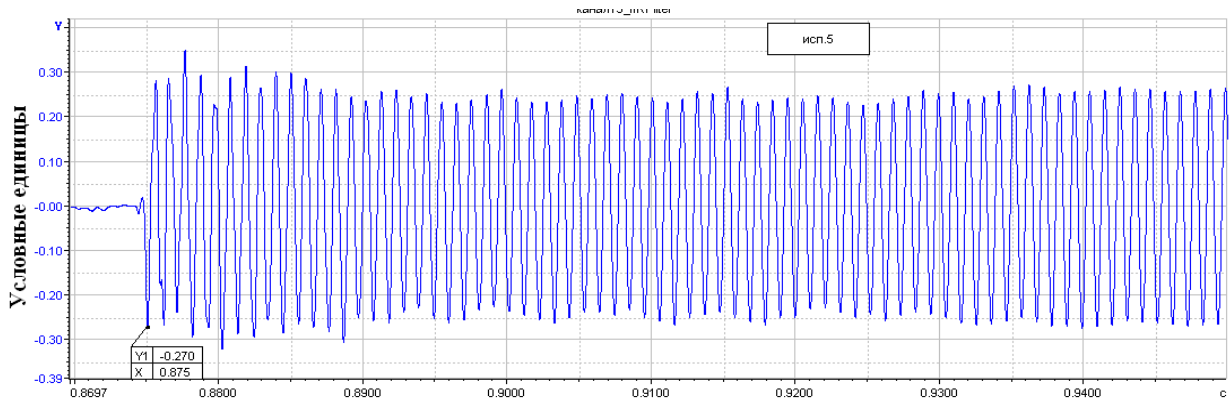


Рисунок 4.36 – Незатухающая реакция на импульсное возмущение с выходом на УПЦ «сверху»

При вводе возмущений в зоне гистерезиса ($V \in 48 \dots 50 \text{ м/с}$) при исходном шумовом состоянии наблюдались:

- затухающие реакции (величина первого пика отклика на возмущение $A_{\text{он}}$ ниже некоторого значения, рисунок 4.34);
- незатухающие реакции с выходом на УПЦ «снизу» (величина первого пика отклика на возмущение $A_{\text{ов}}$ выше некоторого значения, рисунок 4.35).
- Незатухающие реакции с выходом на УПЦ «сверху» (величина первого пика отклика на возмущение выше уровня УПЦ, рисунок 4.36).

Зависимость $\delta = \delta(\lambda)$, аппроксимированная по трем точкам, представлена на рисунке 4.37.

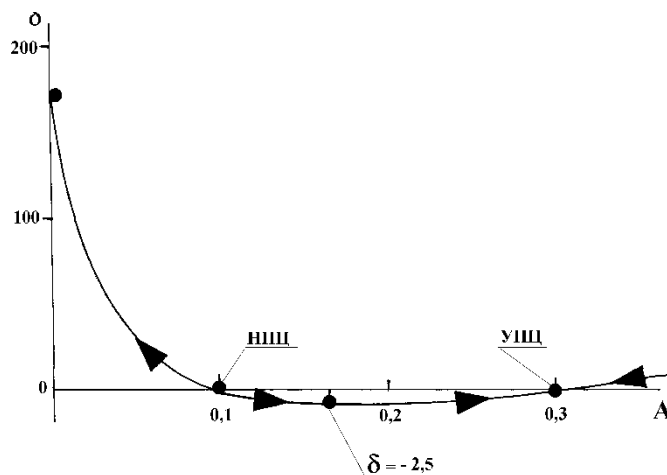


Рисунок 4.37 – Восстановленная зависимость коэффициента затухания от амплитуды колебаний

Как видим, полученная зависимость близка к гипотетической, представленной на рисунке 2.8.

Основной вывод приведенного рассмотрения: метод искусственных импульсных возмущений, генерируемых разработанным ЭИВУ, позволяет обнаружить наличие (или отсутствие) неустойчивого предельного цикла в физической потенциально автоколебательной системе, оценить его амплитуду и в конечном счете, вероятность самовозбуждения автоколебаний на исследуемом режиме работы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При достижении поставленных в настоящей диссертации задач были получены следующие результаты:

1. Разработана новая математическая модель, описывающая на основе теории Марковских процессов рабочий процесс в камерах ЖРД как вероятно автоколебательную систему, возбуждаемую стохастическим турбулентным шумом горения, где в качестве критерия устойчивости принят декремент затухания колебаний. Решено уравнение Фоккера-Планка-Колмогорова и получены аналитические зависимости между параметрами режима работы конкретного исполнения ЖРД и границей нижнего предельного цикла автоколебаний при их существовании для каждой нормальной акустической моды.

2. Разработан новый оригинальный алгоритм статистической обработки экспериментально измеренных шумов горения при испытаниях камер и газогенераторов ЖРД, позволивший выявить динамическую систему с двумя различными энергетическими состояниями: устойчивым и автоколебательным неустойчивым, и оценить вероятность ее перехода через потенциальный барьер в область автоколебаний.

3. Разработана новая методика прогнозирования устойчивости к акустическим колебаниям рабочего процесса ЖРД конкретного исполнения. Она использует измеренные в процессе огневого испытания ЖРД пульсации давления в камерах сгорания и газогенераторах и после их статистической обработки дает численные взаимосвязи коэффициента затухания и амплитуды возможных автоколебаний. Методика позволяет экспериментально исследовать области устойчивости в плоскости режимных параметров и оценить влияние изменяемых конструктивных факторов. Алгоритм и методика протестированы на специально созданной модельной установке - аэродинамическом генераторе шума. Верификация метода выполнена на

модельных камерах сгорания и при натурных огневых испытаниях на экспериментальной базе ФГУП «НИЦ РКП» Результаты подтверждают достоверность полученных количественных расчетных оценок. НТС предприятия рекомендовал новую разработанную методику к практическому применению.

4. Для оценки запасов устойчивости по отношению к «жесткому» возбуждению акустических автоколебаний в камерах ЖРД с гарантированным сохранением стенок камер разработаны перспективные ЭИВУ, использующие энергию взрыва электрических проводников. Экспериментально доказана их эффективность и безопасность для конструкции огневых стенок испытываемых камер.

Результаты проведенных работ могут быть использованы при проведении исследований рабочих процессов в камерах сгорания современных и перспективных ЖРД на этапах экспериментальной доводки камер сгорания и при огневых испытаниях двигателей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Натанзон М.С. Неустойчивость горения. М.: Машиностроение. 1986. 286 с.
2. Крокко Л. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях, М.: Изд-во Иностранной литературы. 1958 г. 351 с.
3. Раушенбах Б.В. Вибрационное горение. М.: Физматгиз, 1961. 500 с.
4. Харрье Д.Т., Рирдон Ф.Г. Неустойчивость горения в ЖРД. М.: Мир. 1975. 869 с.
5. Артамонов К.И. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982. 261с.
6. Эпштейн В.Л., Ильченко М.А., Крютченко В.В., Мнацаканян Ю.С. и др. Устойчивость рабочего процесса в двигателях летательных аппаратов М.: Машиностроение, 1995. 314 с. - ISBN 5-217-01886-0
7. Harrje D. T., Reardon F. H. Liquid propellant rocket combustion instability. // National aeronautics and space administration, Washington. 1972. 637p.
8. Лебединский Е.В., Калмыков Г.П., Мосолов С.В., и др.; Под ред. Коротеева А.С. Рабочие процессы в жидкостном ракетном двигателе и их моделирование. М.: Машиностроение. 2008. 512 с.
9. Лебединский Е.В., Лозино-Лозинская И.Г., Меркулов И.В. и др. Акустические средства борьбы с неустойчивостью горения. М.: Изд-во ФГУП «Центр Келдыша». 2004. 205 с.
10. Мосолов С.В., Бирюков В.И. Гидродинамические способы обеспечения устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей // Вестник машиностроения. 2011. №12. С. 12–17.
11. Liquid Rocket Engine Combustion Stabilization Devices. USA, Nasa Space Vehicle Design Criteria (Chemical Propulsion). 1974. SP 8113.
12. Yang V., Anderson W. Liquid Rocket Engine Combustion Instability, Progress in Astronautics and Aeronautics, AIAA, Washington, D. C. 1995, Vol. 169.
13. Скучик Е. Основы акустики. Т.2. – М.: Мир. 1976. 542 с.

14. Бирюков В.И., Белая А.Ю. Обеспечение устойчивости рабочего процесса в камере сгорания жидкостных ракетных двигателей. // Вестник Московского авиационного института. 2011. Т.18. №3. С.110-115.
15. Галеев А.Г., Иванов В.И., Катенин А.В. и др. Методология экспериментальной отработки ЖРД и ДУ, основы проведения испытаний и устройства испытательных стендов. Монография. Киров: МЦНИП. 2015. - ISBN 978-5-00090-054-3
16. РД92-0250-89. Методические указания. Оценка устойчивости рабочего процесса к высокочастотным колебаниям давления в жидкостных ракетных двигателях.
17. Тихонов В.И., Миронов М.А. Марковские процессы. М.: «Советское радио», 1977. 488 с.
18. Стратонович Р.Л., Ланда П.С. Воздействие шумов на генератор с жестким возбуждением. // ИВУЗ. Радиофизика. 1959. т.2. №1. с.37-44.
19. Шибанов А. А., Пикалов В. П., Сайдов Г. Г.; под ред. Денисова К. П. Методы физического моделирования высокочастотной неустойчивости рабочего процесса в жидкостных ракетных двигателях. М.: Машиностроение. 2013. 510с.
20. Царапкин Р.А., Бирюков В.И. Методика оценки запасов устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах жидкостных ракетных двигателей. // Известия Тульского государственного университета. Технические науки. 2017. № 5. С. 19-33.
21. Tsarapkin R.A., Biryukov V.I., Nazarov V.P. The algorithm for estimating reserves of the working process stability in combustion chambers and gas generators of liquid rocket engines. // Сибирский журнал науки и технологий. 2017. Т. 18. № 3. С. 558-566.
22. Царапкин Р.А., Бирюков В.И. Экспериментальное определение декрементов затухания в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей. // Вестник машиностроения. 2018. № 10. С. 21-27.

23. Шибанов А. А., Пикалов В.П., Сайдов С.С. Под ред. д-ра техн. наук Денисова К.П. Методы физического моделирования высокочастотной неустойчивости рабочего процесса в жидкостных ракетных двигателях. М.: Машиностроение/ Машиностроение – Полет. 2013. 512 с.
24. Белый В.В. Исследование статистических свойств процессов горения в камерах сгорания (газогенераторах) в связи с проблемой динамической устойчивости // Диссертация на соискание ученой степени доктора ф-м наук, ИНХС АН СССР, 1973.
25. Столович Н.Н. Электровзрывные преобразователи энергии/ Под ред. Карнюшина В.Н. Минск: Наука и техника. 1983. 151с.
26. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. Новосибирск: Наука, 1987. 226с.
27. Электрический взрыв проводников / Пер. с англ. Под ред. А.А. Рухадзе, И.С. Шпигеля. М.: Мир. 1965. 360с.
28. Григорьев А.Н. Влияние скорости ввода энергии (индуктивности контура) на генерацию ударной волны и импульса перенапряжения при электрическом взрыве фольги. // Известия Томского политехнического университета. 2006. Т. 309. № 3. С. 50-52.
29. Григорьев А.Н. Исследование электрического взрыва проводников как источника импульсного давления. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук: 05.14.12. Томск. 2011г. 22 с.
30. Григорьев А.Н., Павленко А.В. Влияние абсорбированного водорода на импульс давления при электрическом взрыве титановой фольги. Письма в журнал технической физики. 2010.Т. 36, №. 16. С. 76-81.
31. Русских А.Г., Орешкин В.И., Лабецкий А.Ю., Чайковский С.А., Шишлов А.В. Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны. // Журнал технической физики. 2007. Т. 77. № 5. С.35-40.

32. Dranovsky M. Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines: Testing and Development Practices in Russia, Progress in Astronautics and Aeronautics. AIAA. Reston. Virginia. 2007. Vol. 221.
33. Рухадзе А.А. Взрывающиеся проволочки. Подред. Рухадзе А.А. М.: Издательство иностранной литературы. 1963. 341 с.
34. Рухадзе А.А. Электрический взрыв проводников. Перевод с английского под редакцией Рухадзе А.А. М.: Издательство Мир. 1965. 225 с.
35. Царапкин Р.А., Нарижный А.А., Пикалов В.П. Исследование возможности применения генератора импульсов давления, использующего эффект взрывающихся проводников для оценки высокочастотной устойчивости рабочего процесса в предфорсуночных полостях камер сгорания ЖРД. //Сборник материалов молодежной конференции «Новые материалы и технологии для ракетно-космической и авиационной техники» (г. Королев, 01-03 апреля 2012). -Изд. ИПК «Машрибор» 2012, - С. II, -С. 278-287.
36. Патент №2523921 С1 Российская Федерация; МПКF02К 9/96, G01М 15/02, G01М 15/14. Генератор импульсов давления в акустических полостях камер сгорания и генераторов жидкостных ракетных двигателей. Царапкин Р.А., Нарижный А.А., Пикалов В.П.; заявитель и патентообладатель Федеральное казенное предприятие «Научно-испытательный центр ракетно-космической промышленности» (ФКП "НИЦ РКП") (RU)— № 2013125400/06; заявл. 31.05.2013; опубл. 27.07.2014, Бюл. № 21.
37. Царапкин Р.А., Нарижный А.А., Пикалов В.П. Использование явления взрыва металлических проводников при оценке устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) к "жесткому" возбуждению высокочастотных колебаний давления//Сборник тезисов докладов 14-й Международной конференции «Авиация и космонавтика» – 2015 (Москва, МАИ 16-20 ноября 2015 г.).—М.: изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2015, - С. 159-160.

38. Царапкин Р.А., Нарижный А.А., Пикалов В.П. Модернизация системы генерации импульсов давления в полости смесительной головки с использованием электроимпульсного возмущающего устройства. //Сборник тезисов докладов XLII Международной молодёжной научной конференции «Гагаринские чтения» – 2016, (Москва, МАИ 12-15 апреля 2016). –М.: изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2016, - Т. 3,-С. 708-709.
39. Царапкин Р.А., Нарижный А.А., Пикалов В.П. Использование явления взрыва металлических проводников при оценке устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) к "жесткому" возбуждению высокочастотных колебаний давления// Сборник тезисов докладов 15-й Международной конференции «Авиация и космонавтика» – 2016. (Москва, 14-18 ноября 2016). - М.: изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2016, - С. 330-331.
40. Двигатели ракетные жидкостные. Методика оценки высокочастотной устойчивости рабочего процесса. ОСТВ92-9000-78. НИИХИММАШ, 1978. 105с.
41. Царапкин Р.А., Бирюков В.И. Методические основы оценки запаса устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах жидкостных ракетных двигателей. // Материалы XIV Всероссийской конференции по новым технологиям, посвященной 70-летию Государственного ракетного центра им. академика В.П. Макеева (Миасс, Челябинская обл. 10-12 октября 2017). -2017, - Т. 2. - стр. 27-39.
42. Царапкин Р.А., Бирюков В.И., Назаров В.П. Экспериментальная и аналитическая оценка устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания и газогенераторах жидкостных ракетных двигателей. // Материалы XXI международной научно-практической конференции «Решетневские чтения - 2017» (Красноярск, 08-11 ноября 2017). - Электронное издание, 2017, - Т. 1. -С. 197-199.

43. Царапкин Р.А., Нарижный А.А., Пикалов В.П. Разработка модельных камер сгорания для проведения огневых испытаний с целью отработки технологии применения электроимпульсного возмущающего устройства. // Сборник тезисов докладов XLIII Международной молодёжной научной конференции «Гагаринские чтения – 2017» (Москва, 5-19 апреля 2017). - М.: изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2017, - 576 с.
44. Царапкин Р.А., Иванов В.Н. Методика прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения в ЖРД тягой более 4КН. // Сборник тезисов докладов 16-ой Международной конференции «Авиация и космонавтика-2017» (Москва, 20-24 ноября 2017). - М.: Изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2017, - 135 с.
45. Царапкин Р.А., Иванов В.Н., Бирюков В.И. Методика прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения в камерах ЖРД тягой более 4КН. // Сборник материалов XII Международной конференции по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (Алушта 24-31 мая 2018). -М.: Изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2020, — С. 152-154.
46. Царапкин Р.А., Иванов В.Н., Ананьев Е.Д. Методика прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения в ЖРД тягой более 4КН. // Материалы XV Всероссийской конференции по новым технологиям (Миасс, Челябинской обл., 09-11 октября 2018). 2018, - С. 27-24.
47. Царапкин Р.А., Иванов В.Н. Методика прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения в ЖРД тягой более 4КН. // Сборник тезисов докладов 17-ой Международной конференции «Авиация и космонавтика-2018» (Москва, 19-23 ноября 2018). -М.: Изд. Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет). 2018, - С. 120-121.
48. Григорьев А.Н. Потери энергии в разряднике и его коммутационная характеристика при электрическом взрыве проводника // Известия

- Томского политехнического университета. – 2008. – Т. 313– № 4. Энергетика – С. 72-77.
49. Grigoriev A.N., Pavlenko A.V. Characteristics of a Multi-channel Surface Discharge Switch for a High Current Generator // IEEE Trans. on Dielectric and Electrical Insulation. – 2007. V. 14. № 4. p. 964–967.
50. Mosolov S.V., Biryukov V.I. Maintenance of Operational Stability in Liquid-Propellant Rocket Engines by Adjusting the Acoustic Properties of the Combustion Chambers // [Russian Engineering Research](#). 2013. Т. 33. № 6. С. 313-318.
51. Бирюков В.И., Мосолов С.В. Акустика газовых трактов жидкостных ракетных двигателей. - М.: Изд-во МАИ, 2013. 164с.
52. Бирюков В.И., Мосолов С.В. Динамика газовых трактов жидкостных ракетных двигателей. - М.: Изд-во МАИ, 2016. 168с.
53. Крокко Л. Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях, М.: Изд-во Иностранной литературы. 1958 г. 351с.
54. Пикалов В.П., Шибанов А.А., Иванов В.Н. Обобщение и анализ результатов выполненных работ по созданию, исследованию и практическому применению возмущающих устройств, создающих импульсы давления непосредственно в камере сгорания, для оценки высокочастотной устойчивости горения в ЖРД методом искусственных импульсных возмущений // Отчет ФГУП «НИИХИММАШ №512-2004-14, 2004.
55. Хегай И. Исследование в области методов непрерывной регистрации характеристик динамической устойчивости к слабым возмущениям // Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, НИИХИММАШ. 1971.
56. Руководство для конструкторов Анализ и обобщение результатов исследований в отрасли по методам гашения ВЧ колебаний ,1-ая редакция. НТО ГНЦ ФГУП «Центр Келдыша» №5581 2011.

57. Пикалов В.П., Шибанов А.А. Иванов В.Н. Анализ опыта использования метода искусственных возмущений в оценках устойчивости рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД // Отчет ФКП «НИЦ РКП» №512-2009-05, 2009.
58. Пикалов В.П., Шибанов А.А. Иванов В.Н. Оценка устойчивости рабочего процесса в камерах двигателя РД 0124А к мягкому и жесткому возбуждению высокочастотных колебаний давления // Отчет ФГУП «НИИХИММАШ» № 512-2007-03, 2007.
59. Пикалов В.П., Агарков А.Ф., Шибанов А.А., Нарижный А.А. Исследование реакции рабочего процесса в камере сгорания на импульсное возмущение давления. М.: Машиностроение - Полёт. №11. 2010г. С. 27-31. - ISSN: 1684-1301.
60. Пикалов В.П., Агарков А.Ф., Шибанов А.А., Нарижный А.А. «Экспериментальное исследование в модельных условиях реакции рабочего процесса на импульсное возмущение давления в однофорсуночной камере сгорания». // отчет «НИЦ РКП» №512-2009-04 ФКП, 2009г.
61. Патент №107844U1 Российская Федерация; F23R 7/00. Генератор импульсов давления в акустических полостях камер сгорания и генераторов жидкостных ракетных двигателей. Пикалов В.П., Нарижный А.А., Шибанов А.А.; заявитель и патентообладатель Федеральное казенное предприятие «Научно-испытательный центр ракетно-космической промышленности» (ФКП "НИЦ РКП") (RU) — № 2011114072/06; заявл. 11.04.2011; опубл. 27.08.2011, Бюл. № 24.
62. Хайнацкий С.А. Условия реализации оптимального режима электрического взрыва проводников в жидкости. Письма в ЖТФ. 2009.Т. 35. № 7. С. 15-20.
63. Рижонков Д.И., Левина В.В., Дзидзитура Э.Л. «Наноматериалы», М.: Бином лаборатория знаний. 2008г. 365 с.

64. Шибанов А.А., Пикалов В.П., Сайдов Г.Г. Методы физического моделирования высокочастотной неустойчивости рабочего процесса в ЖРД; под ред. доктора технических наук Денисова К.П. М.: Машиностроение. 2013. 510с. — ISBN 978-5-94275-715-1.
65. Пикалов В.П., Рыжков А.Т., Нарижный А.А., Царапкин Р.А. Исследование с использованием источников высокого напряжения работоспособности экспериментального образца электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ), основанного на эффекте взрывающегося проводника, для создания импульсов давления в реакционном объёме камеры сгорания ЖРД с целью оценки устойчивости горения к «жесткому» возбуждению колебаний давления. Проведение пробных экспериментов в модельных условиях // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2012-07.
66. Пикалов В.П., Рыжков А.Т., Нарижный А.А., Царапкин Р.А. Проведение экспериментальных исследований в модельных условиях зависимости эффективности электроимпульсного возмущающего устройства от параметров взрывающегося проводника и источника высокого напряжения // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2013-07.
67. Пикалов В.П., Рыжков А.Т., Нарижный А.А., Царапкин Р.А. Экспериментальное исследование в модельных условиях зависимости эффективности ЭИВУ от параметров взрывной камеры, выходного канала и давления газовой среды. Разработка математической модели процессов во взрывной камере ЭИВУ // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2014-07.
68. Пикалов В.П., Рыжков А.Т., Нарижный А.А., Царапкин Р.А. Разработка опытного образца многоимпульсного ЭИВУ. Проведение пробных и отладочных экспериментов в модельных условиях. Обобщение результатов исследований // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2015-07.
69. Пикалов В.П., Рыжков А.Т., Нарижный А.А., Царапкин Р.А. Модернизация и совершенствование системы генерации импульсов давления в жидкостной полости смесительной головки с использованием источника высокого постоянного напряжения и электроимпульсного возмущающего

устройства для оценки стабильности рабочего процесса в камерах сгорания ЖРД // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2015-11.

70. Пикалов В.П., Рыжков А.Т., Нарижный А.А., Царапкин Р.А. Модернизация экспериментальной установки Д1418 для отработки технологии применения электроимпульсного возмущающего устройства в условиях огневых испытаний камер сгорания в обеспечение оценки запасов высокочастотной устойчивости рабочего процесса при ОСИ ЖРД в части разработки РКД. Разработка концепции модельных камер сгорания ЖРД с давлением в них 1,0 и 2,0 МПа для проведения огневых испытаний на модернизированной экспериментальной установке Д1418. Термодинамические расчеты рабочего процесса в модельных камерах сгорания и расчеты их основных геометрических параметров // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2016-01.
71. Иванов В.Н., Рыжков А.Т. Разработка методики прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения в ЖРД. Верификация методики прогнозирования высокочастотной неустойчивости горения в ЖРД. // Отчет ФКП «НИЦ РКП» № НТО.512.2017-01.
72. Lebedinsky E., Mosolov S. Experimental method of effectiveness estimation of different damped measures for oscillation in LRE combustion chamber and gas generators. // Fourth International Symposium on Liquid Space Propulsion: DLR, Lampoldshausen, Germany, March 12-15, 2000.
73. Lebedinsky E. Research on acoustic mechanism of anti-pulse baffles effect. — Sino — Russian — Ukrainian Workshop on space propulsion. Xian, China, Sep. 17-19, 2002.
74. Лапин А.Д. Звукоизоляция в волноводах. // Акустический журнал. 1975. Т.21. №.3. С.337-350.
75. Nayfeh A.H., Kaiser J.E., Telionis D.P. Acoustic of Aircraft Engine-Duct Systems. // AIAA Journal. 1975. Vol. 13. N2. P. 130.
76. Melling T.H. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure level. // Journal of Sound and Vibration. 1973. Vol. 29. N 1. P.1-65.

77. Oberg C.L., Kuluva N.M. Analysis of the F-1 acoustic liner. //Journal of Spacecraft and Rockets.1971. Vol. 8. № 11. AIAA paper № 70-619. 1970.
78. Astakhov S.A., Biryukov V.I. Problems of ensuring the acceleration dynamics of aircraft during track test at a speed of 1600 m/s. // INCAS BULLETIN Special Issue. V.12. SI. 2020. Pp.1-10.
79. Biryukov V.I. Methodical foundations of forecasting the reliability of products of aviation and rocket and space technology. // INCAS BULLETIN Special Issue. 2019. Vol. 11. SI. pp.41-52.
80. Дмитриев В.Г., Егорова О.В., Бирюков В.И., Жаворонок С.И., Рабинский Л.Н. Моделирование деформирования тонкостенных композитных осесимметричных элементов конструкций летательных аппаратов при больших перемещениях и углах поворота. // Известия высших учебных заведений. Авиационная техника. 2017. № 2. С. 8-15.
81. Wanhainen I.P., Feiler C.E., Morgan C. I. Influence of chamber pressure, flow per element and contraction ratio on acoustic-mode instability in hydrogen-oxygen rockets. // NASA TN D-4733. 1968. 35 pp.
82. Wanhainen I.P., Bloomer H.E., Wincent D.W., Curley I.K. Experimental investigation of acoustic lines to suppress screech in hydrogen-oxygen rocket. // NASA TN D-3822. 1967.
83. Priem P.J., Guentert D.C. Combustion instability limits determined by a nonlinear theory and a one-dimensional model. // NASA TN D-1409. 1962.
84. Zwikker C., Kosten C.W. Sound absorbing materials. // Elsevier Publ. Co. Inc. 1949.
85. Roder H.M., Goodwin R.D. Provisional thermodynamic functions for para-hydrogen. //Tech. Note 130. National Bureau of Standards. 1961.
86. Feiler C.E., Heidmann M. F. Dynamic response of gaseous hydrogen flow system and its application to high-frequency combustion instability. //NASA TN D-4040. 1967. 19 pp.
87. Heidmann M.F., Wieber P.R. An analysis of the frequency response characteristics of propellant vaporization. //AIAA Paper N 66-604.

88. Гулый Г.А., Малюшевский П.П. Высоковольтный электрический разряд в силовых импульсных системах. Киев: Наукова думка. 1977.176с.
89. Кужекин И.П. Испытательные установки и измерения на высоком напряжении. М.: Энергия. 1980.136с.
90. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля/ Пер. с англ. М.: Мир. 1972. 392с.
91. Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий. Киев: Наукова думка. 1990.208с.
92. Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников// Журнал технической физики. 1976. т.46. № 9.С.1963-1969.
93. Котов Ю.А., Седой В.С. Подобие при электрическом взрыве проводников/ В кн.: Разработка и применение источников интенсивных электронных пучков. Новосибирск: Наука. 1976.С.56-59.
94. Столович Н.Н., Меницкая Н.С. Температурные зависимости теплофизических свойств некоторых металлов. Минск: Наука и техника. 1975.160с.
95. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники. Л.: Энергоиздат. 1981.Т.2.415с.
96. Кухлинг Х. Справочник по физике/ Пер. с нем. под ред. Лейкина Е.М. М.: Мир. 1982.520с.
97. Баранов М.И. Термическая стойкость неизолированных проводов при прямом ударе молнии. // Технічна електродинаміка. 1997. №6. С. 9-15.
98. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа. 1967.599с.
99. Лебедев С.В. О механизме электрического взрыва металла. // Теплофизика высоких температур.1980. Т.18. №2. С.273-278.
100. Баранов М.И. Сравнение двух моделей для электротепловых расчетов цилиндрических проводников при воздействии на них больших импульсных токов. // Технічна електродинаміка. 1999. №3. С.14-19.

101. Баранов М.И., д.т.н. НИПКИ «Молния» Национального технического университета «Харьковский политехнический институт» МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ БОЛЬШИХ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ. Украина, 61013, г. Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ».
102. Григорьев А. Н. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ КАК ИСТОЧНИКА ИМПУЛЬСНОГО ДАВЛЕНИЯ. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. Специальность 05.14.12. Томск. 2011. 22 с.
103. Седой В.С. Исследование электрического взрыва проводников и его применение в электрофизических установках. Дисс... д.т.н. Томск. 2004. 235 с.
104. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Москва. 1966г. Издание второе дополненное.
105. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Москва. 1968 г. С 183-184.
106. Павленко А.В., Григорьев А.Н., Афанасьев В.Н. и др. Волна давления при наносекундном электрическом взрыве вольфрамового проводника в воде // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. № 3. С. 81-89.
107. Electrical Insulation. – 2007. – V.14. – № 4. – P. 964-967.
108. Kwon Y.S., Ilyin A., Grigoriev A., Tikhonov D., Nazarenko O. Metal Heat Treatment by Short Impulse of Electrical current // Proceedings of 20th Int. Conference on Heat Treatment. Czechia. Jihlava, 23–24.11.2004. P. 175–176.
109. Лурье А.И. Электрическое взрывание зарядов. М.: Недра. 1973. 270с.

Приложение А

МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА Д1418

Объектом разработки являются модельные камеры сгорания ЖРД с давлением в них 1,0 и 2,0 МПа, предназначенные для проведения огневых испытаний на модернизированной экспериментальной установке Д1418 с целью проведения экспериментов по оценке запасов высокочастотной устойчивости рабочего процесса при проведении огневых стендовых испытаний ЖРД в том числе с применением электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ). Исходные данные:

- компоненты топлива: горючее – керосин, окислитель – газообразный кислород;
- суммарный массовый расход топлива: при давлении в модельной камере сгорания 1,0 МПа $\dot{m}_\Sigma = 0,5$ кг/с, при давлении в модельной камере сгорания 2,0 МПа $\dot{m}_\Sigma = 1,0$ кг/с;
- проточное охлаждение модельных камер сгорания обеспечивается водой.

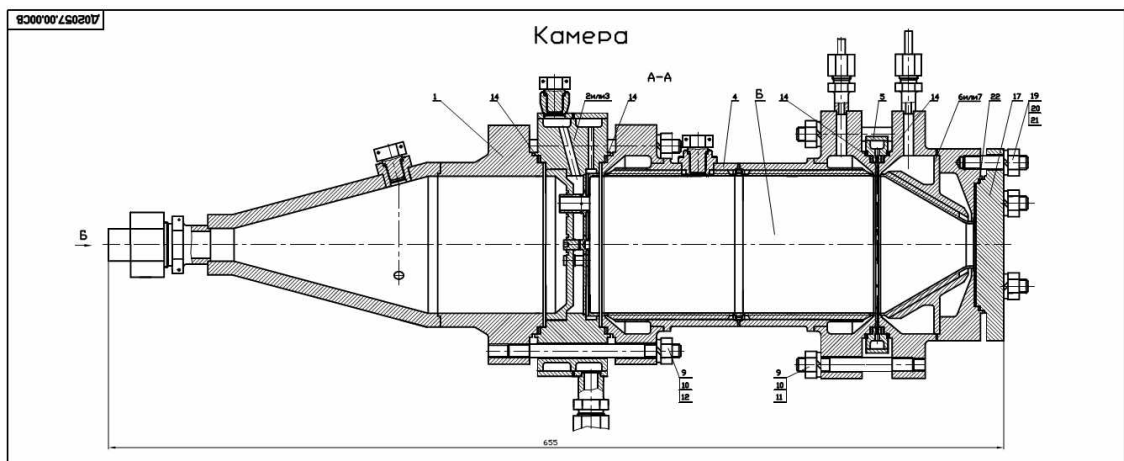


Рисунок 5.1 - Общий вид модельной камеры сгорания

Концепция модельных камер сгорания заключается в следующем.

Каждая из камер сгорания включает в себя следующие узлы:

- смесительную головку, предназначенную для распыливания керосина и смешения образовавшихся капель с потоком газообразного кислорода;
- газопровод для подачи газообразного кислорода в смесительную головку;
- цилиндрический участок камеры сгорания;
- сопло с критическим истечением продуктов сгорания.

Все узлы камеры сгорания соединяются между собой с помощью фланцев.

Смесительная головка

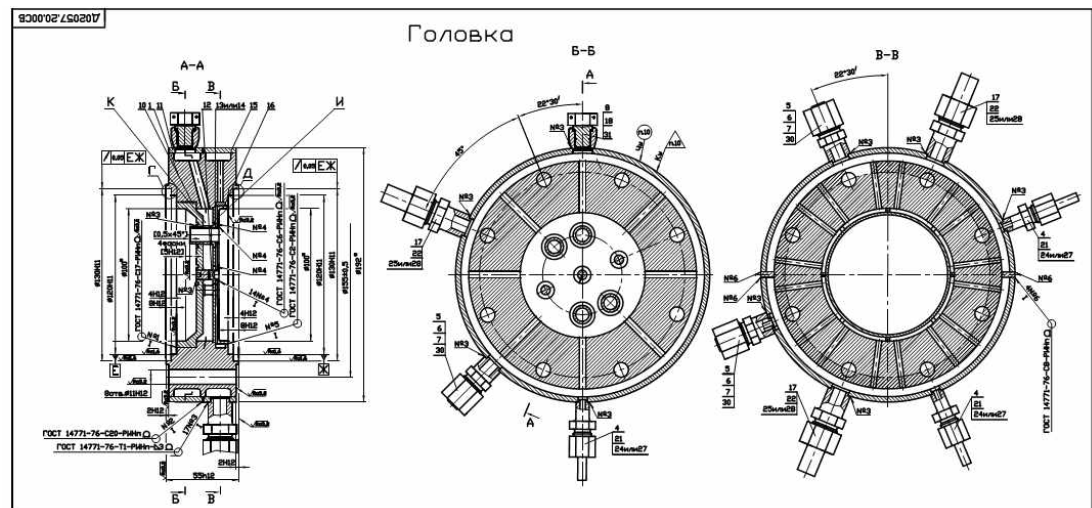


Рисунок 5.2 - Смесительная головка

Смесительная головка включает в себя:

- корпус;
- огневое днище;
- среднее днище;
- наружное днище;
- газожидкостные эмульсионные форсунки.

На смесительной головке устанавливаются:

- штуцер подвода керосина в смесительную головку;
- штуцер подвода воды для охлаждения огневого днища;
- гнездо для датчика пульсаций давления в полости горючего;

- штуцер для датчика температуры в полости горючего;
- штуцер для датчика статического давления в полости горючего.

Газовод

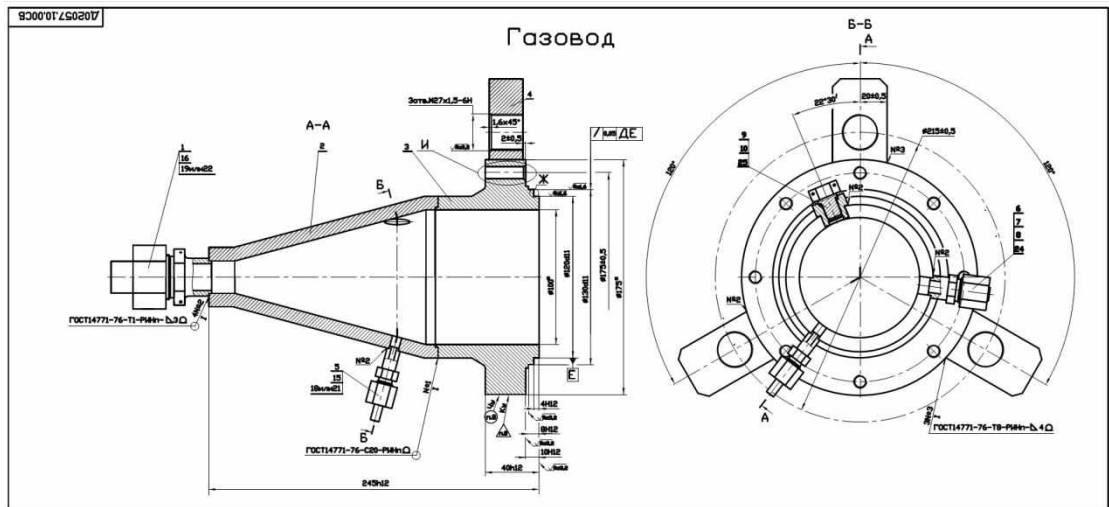


Рисунок 5.3 - Газовод

Газовод представляет собой конический переходник от штуцера подвода газообразного кислорода с внутренним диаметром 20 мм к смесительной головке. Газовод снабжен фланцем для соединения со смесительной головкой. На газоводе устанавливаются: гнездо для датчика пульсаций давления, штуцера для датчиков статического давления и температуры газообразного кислорода на входе в смесительную головку.

Смесительная головка включает в себя:

- корпус;
- огневое днище;
- среднее днище;
- наружное днище;
- газожидкостные эмульсионные форсунки.

На смесительной головке устанавливаются:

- штуцер подвода керосина в смесительную головку;
- штуцер подвода воды для охлаждения огневого днища;
- гнездо для датчика пульсаций давления в полости горючего;
- штуцер для датчика температуры в полости горючего;

- штуцер для датчика статического давления в полости горючего.

Цилиндрический участок камеры сгорания

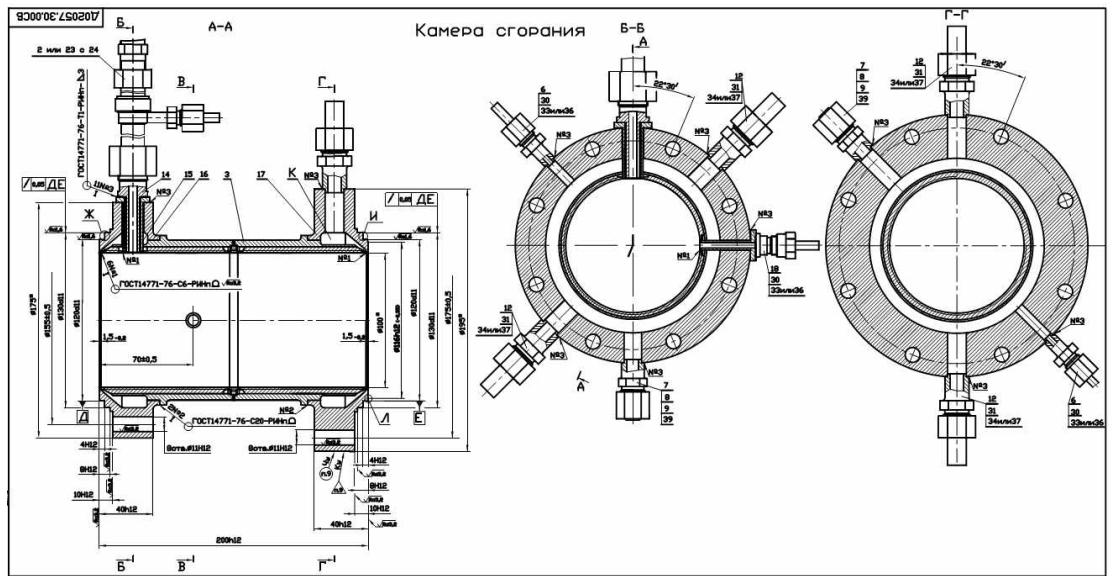


Рисунок 5.4 - Цилиндрический участок камеры сгорания

Цилиндрический участок камеры сгорания включает в себя:

- огневую стенку и наружную оболочку, которые формируют проточный тракт охлаждения;
- фланец для стыковки со смесительной головкой, в фланце выполнен коллектор для подвода воды в тракт охлаждения;
- фланец для стыковки с соплом, во фланце выполнен коллектор для отвода воды из тракта охлаждения.

Тракт охлаждения формирует прямоугольная резьба, выполненная на внешней поверхности огневой стенки. Высота ребра тракта охлаждения составляет 2 мм. Толщина огневой стенки на внутренней поверхности тракта охлаждения равна 1,5 мм.

Во фланце стыковки цилиндрического участка камеры сгорания со смесительной головкой выполняются:

- цилиндрический радиальный канал для ввода в реакционный объем камеры сгорания высокотемпературных продуктов сгорания от внешнего зажигающего устройства;

- цилиндрический радиальный канал для измерения статического давления в реакционном объеме камеры сгорания.

На этом же фланце устанавливаются штуцеры для подвода воды в тракт охлаждения и для датчиков температуры и давления на входе в тракт охлаждения.

На фланце для стыковки цилиндрического участка камеры сгорания с соплом устанавливаются штуцеры для отвода воды из тракта охлаждения и для датчиков температуры и давления воды на выходе из тракта охлаждения.

На цилиндрической части камеры сгорания устанавливаются: гнездо для датчика пульсаций давления и штуцер для установки генератора импульсов давления (возмущающего устройства).

Сопло

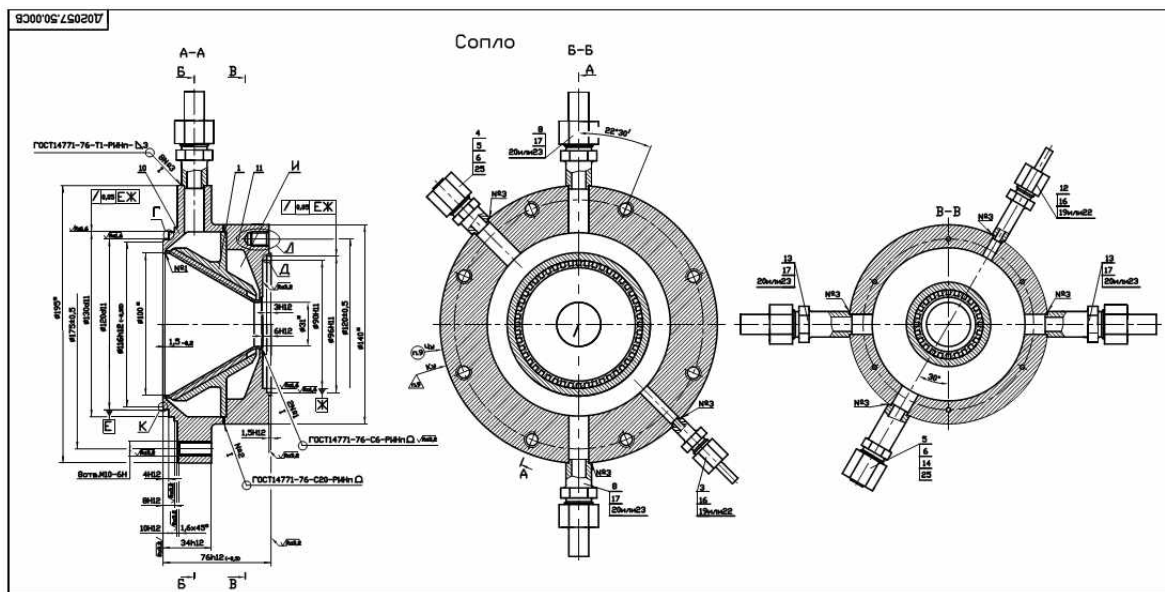


Рисунок 5.5 - Сопло

Сопло имеет сужающийся участок, участок с минимальным сечением и включает в себя:

- огневую стенку и наружную оболочку, которые формируют проточный тракт охлаждения;
- фланец для стыковки с цилиндрическим участком камеры сгорания;

- фланец на выходном сечении сопла.

Тракт охлаждения формируют прямоугольные ребра, выполненные на внешней поверхности огневой стенки. Высота ребер тракта охлаждения составляет 2 мм. Толщина огневой стенки на внутренней поверхности тракта охлаждения равна 1,5 мм.

На фланце стыковки сопла с цилиндрическим участком камеры сгорания устанавливаются штуцеры для отвода воды из тракта охлаждения и для датчиков температуры и давления на выходе из тракта охлаждения.

На фланце на выходном сечении расширяющегося участка сопла устанавливаются штуцеры для подвода воды в тракт охлаждения и для датчиков температуры и давления воды на входе в тракт охлаждения.

Между цилиндрическим участком камеры сгорания и соплом устанавливается узел подачи воды в реакционный объем камеры сгорания для создания завесы с целью дополнительного охлаждения сопла.

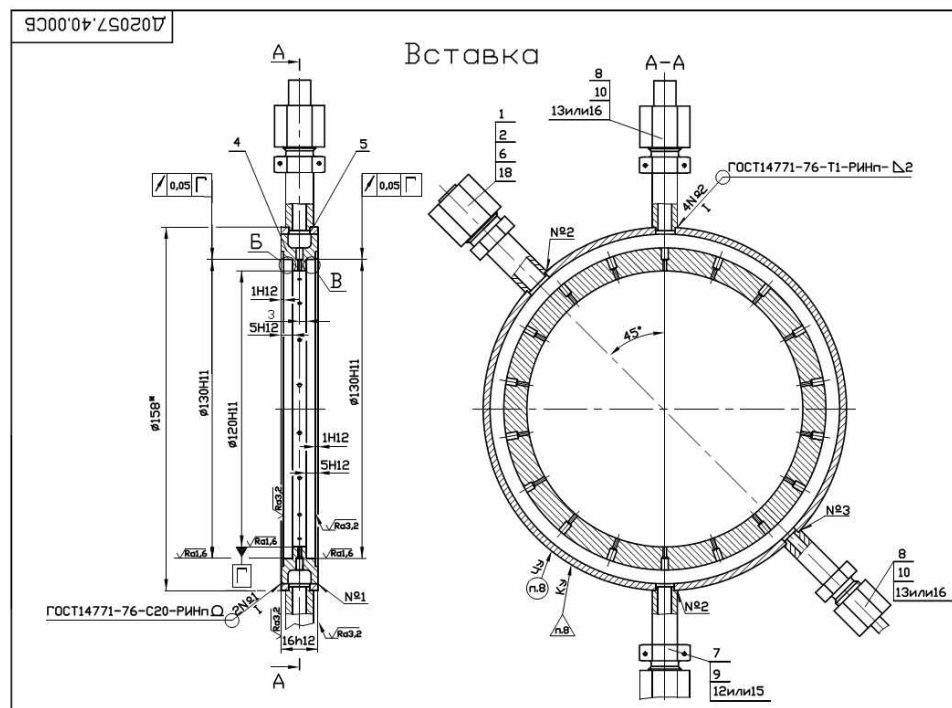


Рисунок 5.6 – Узел подачи воды

Основные конструктивные размеры внутреннего контура камеры сгорания представлены на рисунке 7.

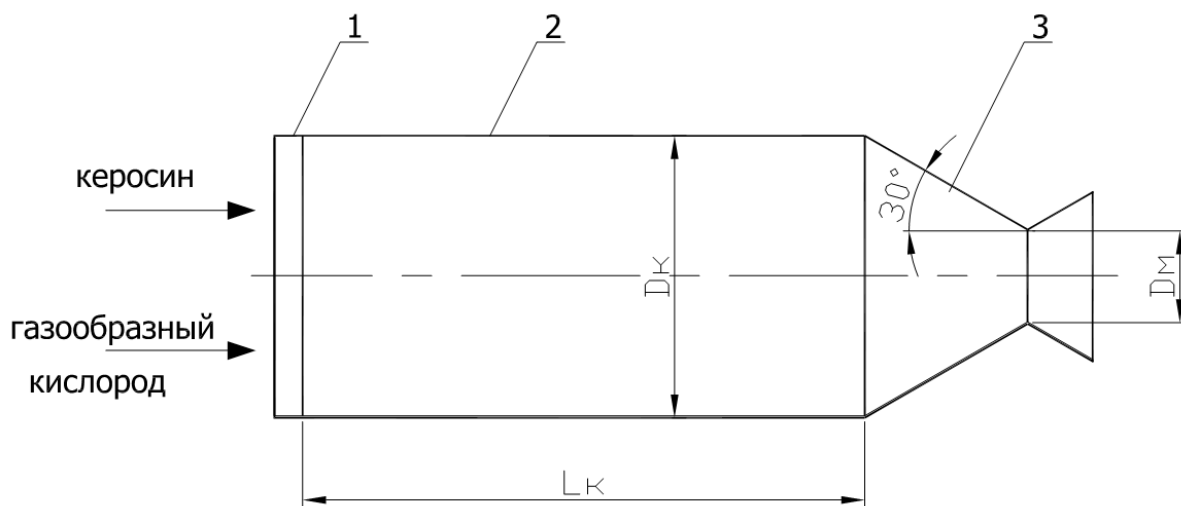


Рисунок 5.7 - Схема внутреннего контура камеры сгорания

1- смесительная головка; 2- цилиндрический участок камеры сгорания; 3 – сопло.

$$D_k = 100 \text{ мм};$$

$$L_k = 200 \text{ мм};$$

$$D_m = 31 \text{ мм};$$

*КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СМЕСИТЕЛЬНЫХ ГОЛОВОК
МОДЕЛЬНЫХ КАМЕР СГОРАНИЯ И ОСНОВНЫЕ КОНСТРУКТИВНЫЕ И
РЕЖИМНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ФОРСУНОК*

Более подробная схема изготовленной смесительной головки представлена на рисунке 5.8. В корпусе 1 смесительной головки закрепляются: огневое днище 2, среднее днище 3, наружное днище 4 и газожидкостные форсунки 5.

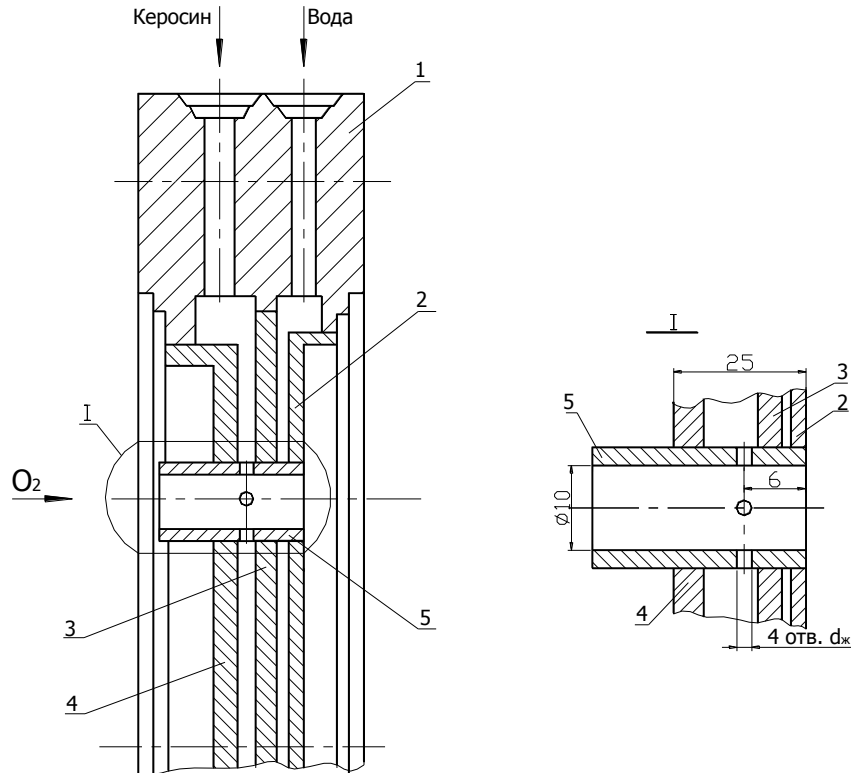


Рисунок 5.8 - Схема смесительной головки

Газообразный кислород поступает к форсункам из газовода. Керосин поступает в полость смесительной головки, расположенную между средним днищем 3 и наружным днищем 4.

Для охлаждения огневого днища смесительной головки в полость между огневым днищем 2 и средним днищем 3 поступает вода. На смесительной головке располагаются четыре газожидкостные форсунки. По центральным каналам форсунок поступает газообразный кислород. Керосин впрыскивается в поток газообразного кислорода через радиальные отверстия в стенках форсунок. В каждой форсунке выполнено по четыре равномерно расположенных радиальных отверстия.

Схема расположения форсунок на смесительной головке представлена на рисунке 5.9.

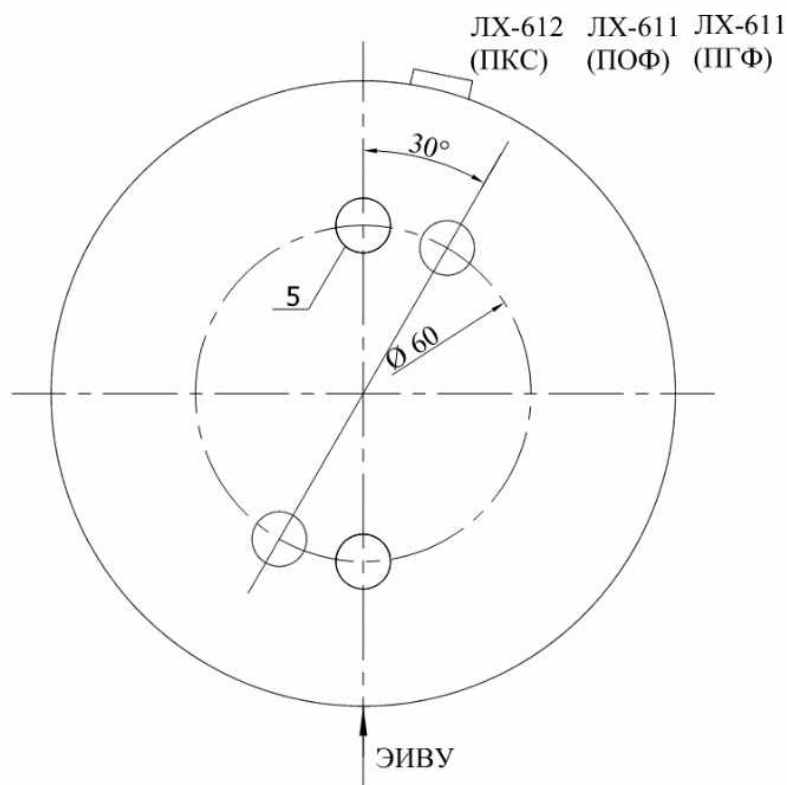


Рисунок 5.9 - Схема расположения форсунок на смесительной головке

На рисунке 5.9 представлена также схема расположения датчиков пульсаций давления в предфорсуночной полости окислителя ПОФ (датчик ЛХ-611), в предфорсуночной полости горючего ПГФ (датчик ЛХ-611) и в реакционном объеме камеры сгорания ПКС (датчик ЛХ-612), а также расположения электроимпульсного возмущающего устройства (ЭИВУ).

Диаметр газового канала форсунок равен 10 мм, диаметр отверстия горючего $d_{ж} = 1,1$ мм, перепад давления на отверстиях горючего $\Delta P_{ж} = 0,55$ МПа.

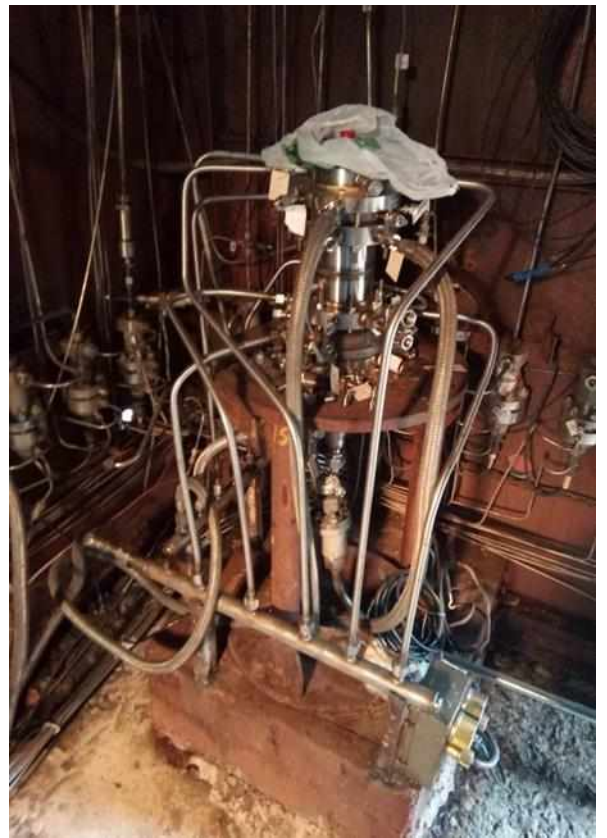
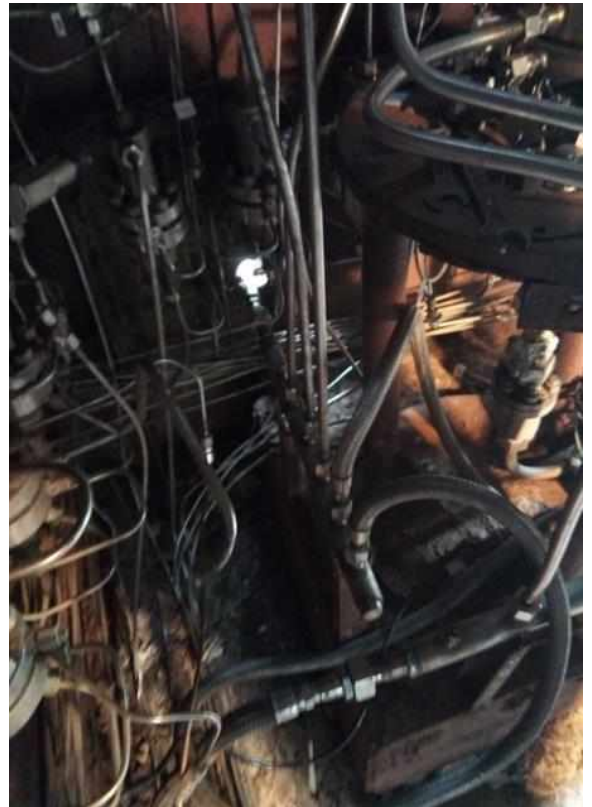
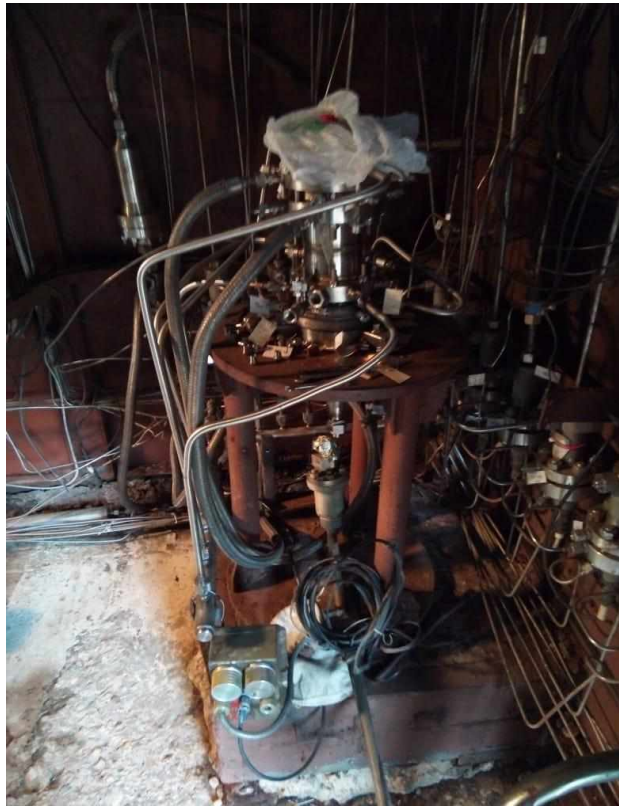


Рисунок 5.10 - Фотографии модельной экспериментальной установки Д1418