

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК.

Институт химической физики им. Н.Н. Семенова

На правах рукописи.

Финяков Сергей Васильевич.

**Исследование физики стационарного и нестационарного горения энергоемких
веществ.**

(Специальность 01.04.17 – химическая физика, в том числе физика горения и
взрыва).

Автореферат

Диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук.

Москва – 2008 г.

Работа выполнена в институте химической физики РАН.

Официальные оппоненты:

Д.ф.-м.н. **Шкадинский К.Г.** (ИСМАН), д.х.м. **Словецкий И. Д.** (Институт нефтехимического синтеза РАН), д.ф.-м.н. **Борисов А. А.** (ИХФ РАН).

Ведущая организация:

Институт проблем механики РАН.

Защита состоится 17 ноября 2008 г в 14 часов

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института химической физики им. Семенова РАН.

Автореферат разослан

2008 г.

Секретарь ученого совета

д.ф.-м.н.

Фролов С.М.

ВВЕДЕНИЕ.

Исследование физики горения энергоемких веществ, основано на комплексе экспериментальных и расчетных методик. Данный набор методик позволяет построить осредненный температурный профиль волны горения изучаемого вещества при вариации давления и начальной температуры, найти параметры зон волны горения, определить дифференциальные коэффициенты, с помощью которых можно построить функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие давления или иного внешнего параметра. Основой экспериментального исследования являлась микротермопарная методика.

Экспериментальные результаты изучения процесса горения давали обоснованную возможность использовать одномерное (плоское) приближение фронта волны горения, изученных веществ, и описывать механизмы их горения в рамках одномерных макрокинетических представлений и моделей.

Начальные главы – 1, 2, 3, 4 - посвящены результатам экспериментально-расчетного исследования стационарного горения индивидуальных веществ, горючих связок, баллиститных порохов с добавками, в том числе – с каталитическими добавками. Здесь представлены также результаты исследования стационарного горения перспективных смесевых порохов (или – СТТ). Основные результаты представлены в форме осредненных профилей волн горения, таблиц параметров зон горения, законах газификации поверхности горения и в виде некоторых закономерностей, характеризующих особенности процесса горения.

В главах 5, 6 и 7 изложены результаты исследования некоторых нестационарных режимов горения. В частности, экспериментальные результаты по величине времени зажигания баллиститных порохов горячим газовым потоком, времени зажигания каналов длинных пороховых трубок, а также – времени зажигания укладки пороховых трубок в открытой камере сгорания.

Предложен и опробован новый вариант модели эрозионного горения Зельдовича-Новожилова, позволяющий учитывать такие реальные гидродинамические явления как: шероховатость стенок канала, неизотермичность потока в проходном сечении канала, вдув массы газа с горящих стенок в основной поток. Перечисленные факторы можно учитывать отдельно и совместно. Проведено сравнение значений коэффициента эрозии, вычисленных по новому варианту модели эрозии с его экспериментальными величинами

для баллистических порохов М и В. Показано, что наиболее удовлетворительное совпадение расчета и эксперимента наблюдается в случае неизотермического пограничного слоя.

В заключительной главе работы подробно рассмотрены методы получения дифференциальных параметров (или коэффициентов) и методы построения линейных функций отклика скорости горения порохов на гармоническое малое воздействие давления или скорости обдува, как без учета, так и с учетом плавления в к-фазе. Представлены таблицы дифференциальных коэффициентов и даны графики функций отклика некоторых индивидуальных веществ и порохов, в том числе, и с учетом плавления.

Актуальность темы.

В настоящее время наблюдается тенденция по созданию новых видов рецептур порохов и значительно расширяется ассортимент веществ-добавок, используемых в составах гомогенных и смесевых порохов. Развиваемый в данной работе комплекс методик дает возможность сравнительно быстро и, с точки зрения тепловой теории горения, достаточно полно исследовать стационарный и некоторые нестационарные процессы горения новых порохов и индивидуальных веществ. Результаты исследования могут непосредственно использоваться в проектировании реальных технических устройств и служить основой для развития моделей горения различных горючих веществ.

Объекты исследования.

Объектами исследования служили индивидуальные вещества добавки: октоген, гексоген, Ц-2 и Д-2. Глицидилазидный олигомер GAP – 3/15, глицидилазидные полимеры GAP – PU и GAP2. “Чистые” баллистические пороха М и В. Баллиститы на простой основе типа Б/О, Б/Ц и др. Баллистические пороха на сложной основе: Б/О/Ц, Б/О/Д и др (Б – основа, О – октоген, Ц – добавка Ц-2 и т.д.). Помимо отмеченных веществ, исследовались катализированные баллистические пороха, в которых основой служил состав Б/О/Ц, а катализаторами являлись окислы некоторых металлов, или – окислы металлов и сажа, например: $PbO + C$, Fe_2O_3 и ряд других. Значительную группу объектов исследования составляли перспективные смесевые пороха: О/GAP – PU, О/GAP2 (Г/GAP – PU, Г/GAP2), О/ВАМО-ТГФ (Г/ВАМО-ТГФ) и О/ВАМО-АММО (Г/ВАМО-АММО). О или Г – означает марку окислителя (в данном случае, О – октоген, а Г – гексоген). После наклонной черты следует название горючей связки в виде

полимеров GAP или – сополимеров ВАМО-ТГФ и ВАМО-АММО (связка составляла 20 весовых процентов).

Наряду с реальными объектами изучения, в работе исследовались и теоретические объекты – некоторые модели. В частности, модель эрозионного горения Зельдовича-Новожилова, а также - модели построения линейной функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие внешнего параметра.

Научная новизна.

1- Получен полный набор параметров зон горения широко распространенных веществ добавок октогена, гексогена, Ц-2 и Д-2, вещества GAP и перспективных смесевых составов O/GAP-PU, Г/GAP-PU, O/GAP2, Г/GAP2, O/ВАМО-ТГФ, O/ВАМО-АММО (Г/ВАМО-ТГФ, Г/ВАМО-АММО)).

Показано, что исследованные соединения имеют сходные особенности механизма горения: плоский фронт волны горения, широкие зоны реакции в газовой области, узкий реакционный слой в к-фазе, а ведущая область горения локализуется в реакционном слое к-фазе и тонком газовом слое на границе раздела к-фаза – газ.

Установлены макрокинетические законы газификации (или разложения) поверхностей горения указанных веществ.

2 – Сформулирован и получил практическое применение критерий верхней границы устойчивого горения по давлению для пористых систем, учитывающий параметр широких зон реакции в газовой области горения порохов.

3- Предложен метод относительных портретов каталитических добавок, позволяющий просто и более полно оценить влияние добавки на параметры зон горения.

4 – Создан и получил практическое применение новый вариант модели Зельдовича-Новожилова, учитывающий влияние на турбулентный погранслои различных факторов. В новом варианте модели учитываются такие факторы: шероховатость стенок канала, неизотермичности потока в его поперечном сечении, вдув массы газа в основной поток с горящих стенок канала. Отмеченные факторы можно учитывать, как отдельно, так и совместно.

5 - Создана и опробована модель построения линейной функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие давления с учетом плавления в к-фазе. Особенностью модели является представление к-фазы в виде твердой и жидкой областей. Границами жидкой области служат поверхность горения к-фазы и плоскость плавления (граница контакта с твердой областью). Теплопроводности указанных

областей считались различными. Показано, что учет плавления повышает устойчивость горения пороха в нестационарном режиме.

Научная и практическая значимость.

Результаты работы, касающиеся параметров зон горения индивидуальных добавок и компонентов СТТ, нашли применение в практических изделиях научно-производственного объединения НИИПМ (г. Пермь), создаваемых по теме “Ясновидец” и “Пищик- ИХФ” и повлияли на разработку перспективных образцов. Результаты представлены в ряде опубликованных отчетов за 2000, 2003- 2005 гг. (их можно найти в библиотеке ИХФ). Результаты исследования по параметрам зон горения и эрозионному горению баллистических порохов в камере сгорания применялись П/О НИИПМ при проектировании пороховых зарядов реальных технических устройств в ходе совместных договорных работ ИХФ и НИИПМ. Материалы исследования представлены в опубликованных отчетах и журнальных статьях за 1981 – 1989 гг.

Исследование горения пороховых трубок, выполненное по договорным работам с НИИПМ в течение 1990 – 1997 гг, также нашло практическое и теоретическое развитие в проектировании новых типов пороховых зарядов. По данной теме опубликовано ряд отчетов за 1990 – 1997 гг.

Апробация работы.

Отдельные результаты работы представлялись на конференциях, семинарах и симпозиумах по горению. А именно: на 9-ом Всесоюзном симпозиуме по горению и взрыву (Суздаль, 1989 г): на 4 международном семинаре по структуре пламен (Новосибирск, 1992 г), на 1 Всесоюзном симпозиуме по макрокинетике и химической газодинамике (Алма – Ата, 1984 г).

Материалы работы представлялись также на международных конференциях в Карлсруе (Германия) в 1999 – 2006 гг .

По теме диссертации опубликовано 76 печатных работ. Материалы, вошедшие в диссертацию, опубликованы в [1 – 27].

Личный вклад автора.

Автором получены осредненные температурные профили волн горения и параметры зон горения при вариации давления и начальной температуры веществ-добавок: гексогена, Ц- 2 и Д-2, а также – глицидилазидных соединений GAP – 3/15, GAP –PU и GAP2.

Получены осредненные профили волн горения и параметры зон горения при вариации внешних условий баллистических порохов на простой основе (Б/О, Б/Ц и др.) и на сложной основе (Б/О/Д, Б/О/Ц и др.), также – некоторых катализированных баллистических составов, содержащих катализаторы в виде окислов металлов и сажи.

Построены осредненные температурные профили волн горения и установлены параметры зон горения ряда перспективных смесевых систем, таких как: О/GAP-PU (Г/GAP-PU), О/GAP2 (Г/GAP2), О/ВАМО-ТГФ (Г/ВАМО-ТГФ) и др. Для расчета параметров зон горения катализированных порохов, автором предложен метод относительных безразмерных параметров зон или – метод относительных портретов катализаторов. Для октогена, гексогена, порохов на простой и сложной основе, катализированных составов, GAP полимеров и смесевых систем, автором, по усовершенствованным методикам, рассчитаны дифференциальные коэффициенты. С использованием этих коэффициентов построены линейные функции отклика скорости горения на гармоническое воздействие давления для нироаминов (гексогена, октогена), порохов на простой и сложной основе, а также – катализированных. Рассчитаны, указанные функции отклика, и для некоторых GAP соединений.

Автором разработана и получила практическое применение модель построения линейной функции отклика скорости горения на гармоническое воздействие давления с учетом плавления в неоднородной к-фазе пороха.

Сформулирован критерий оценки верхнего предела послойного горения пороха по давлению для пористых систем, содержащий параметр широких зон горения в газовой области. Для гомогенных порохов предложена гипотеза нарушения послойного горения в области очень высоких давлений. Автором проводились экспериментальные исследования зажигания баллистических порохов М, В и катализированного пороха АЦ горячим газовым потоком. В процессе проведения экспериментов, потребовалось развитие ряда методов по определению температурных погрешностей, возникающих в записях термопарных сигналов, передающих прогрев поверхности пороха до состояния воспламенения и изменение температуры газового потока в течение времени прогрева. На основании результатов экспериментов по зажиганию газовым потоком, предложена полуэмпирическая формула оценки времени зажигания порохов М и В.

Экспериментально изучены некоторые закономерности зажигания каналов длинных пороховых трубок с торцевой поверхности, на основании которых, предложена модель движения волны зажигания по длине канала.

Из анализа начальных участков диаграмм давления, полученных при сжигании укладки пороховых трубок в открытой камере сгорания, автором установлена экспериментальная

зависимость для определения величины безразмерного времени зажигания порохового заряда.

Преимущественно расчетным методом, исследовалось эрозионное горение. На основании идей теории относительного закона трения, был построен новый вариант расчетной модели эрозионного горения Зельдовича- Новожилова, позволяющий учитывать влияние на величину коэффициента эрозии таких реальных факторов, как: шероховатость стенок порохового канала, неизотермичность газового потока в поперечном сечении, вдув массы газа с горящих стенок канала в основной поток. Перечисленные факторы в новом варианте модели могут рассматриваться как отдельно, так и вместе. Были проведены расчеты с использованием нового варианта эрозионной модели при широкой вариации давления и скорости обдува.

Выносятся на защиту.

А) Результаты комплексного исследования стационарного горения некоторых индивидуальных веществ, гомогенных и смесевых порохов и компонентов СТТ.

Основные результаты представляют собой: полный набор параметров зон горения индивидуальных веществ (гексогена, октогена, Ц-2 и Д-2), а также - баллиститных порохов на простой и сложной основе. Относительные портреты тепловой эффективности каталитических добавок для катализированных баллиститных порохов. Параметры зон горения перспективных связующих на основе глицидилазидов (GAP – 3/15, и GAP – PU) и смесевых систем (О/GAP-PU (Г/GAP-PU), О/GAP2 (Г/GAP2) и др). Кроме того, важными итогами исследования являются: осредненные температурные профили всех отмеченных выше индивидуальных веществ порохов и полимеров, а также - общие закономерности макрокинетического механизма горения всех изученных веществ (плоский фронт горения, законы газификации, ведущие зоны горения и т. д.) и методы оценки пределов горения по давлению для пористых систем.

Б) Результаты экспериментально-расчетного исследования процесса зажигания баллиститных порохов быстрым горячим газовым потоком. Более конкретно:

- методики обработки и оценки температурных погрешностей термопарных измерений, связанные с построением истинного профиля прогрева поверхности пороха до состояния воспламенения, методика двух термопар, позволяющая находить температурные поправки, которые необходимо вносить в показания термопар, измеряющих переменную температуру газового потока. Наконец - полуэмпирическая формула оценки времени зажигания баллиститного пороха газовым потоком.

В) Исследование зажигания одиночных пороховых элементов в БПД и зажигание пучка пороховых элементов в открытой камере сгорания (экспериментальные значения времен зажигания каналов (зажженных с торца) длинных пороховых трубок и модель движения волны зажигания по длине канала, эмпирическая формула расчета безразмерного времени зажигания порохового заряда в открытой камере сгорания).

Г) Результаты изучения эрозионного горения порохов (в основном, эрозионное горение исследовалось теоретически). Предложен новый вариант расчетной модели эрозионного горения Зельдовича – Новожилова и даны значения коэффициента эрозии по этой модели, проведено сопоставление с экспериментальными данными.

Д) Результаты исследования горения в условиях пульсирующих внешних параметров (давления и скорости обдува), а именно: дифференциальные коэффициенты (или параметры) индивидуальных веществ, порохов и некоторых полимеров, а также - усовершенствованные прямые и непрямые методы определения этих коэффициентов.

Е) Модель построения функции отклика скорости горения на гармоническое воздействие давления с учетом плавления в неоднородной к-фазе пороха, и набор функций отклика скорости горения энергетических материалов на гармоническое воздействие давление, как с учетом, так и без учета плавления в к-фазе.

Краткое содержание работы.

Работы состоит из семи глав и не содержит приложений. Первые четыре главы содержат экспериментально - расчетные исследования стационарного горения индивидуальных веществ, GAP соединений, гомогенных порохов (в том числе – катализированных) и перспективных смесевых составов. В главах с пятую по седьмую изложены результаты экспериментально – расчетного исследования некоторых нестационарных процессов, таких как: зажигание порохов газовым потоком, зажигание каналов длинных пороховых трубок, зажигание порохового заряда в открытой камере сгорания. Кроме того, представлены результаты расчетного исследования эрозионного горения по новому варианту модели Зельдовича – Новожилова при вариации давления и скорости обдува. Наконец, даны обобщенные сведения по величинам дифференциальных коэффициентов некоторых индивидуальных веществ. Рассматриваются усовершенствованные прямые и непрямые методы определения этих коэффициентов. Изложены основы теории построения линейных функций отклика скорости горения на гармоническое воздействие, как с учетом, так и без учета плавления в к-фазе.

Первая глава: (Экспериментальные установки и методики исследования).

В этой главе рассмотрены экспериментальные установки по изучению стационарного и нестационарного горения порохов. Описаны приборы и системы обеспечения проведения экспериментов. Изложены методы расчетного снаряжения установок основными и дополнительными порохowymi зарядами, выходными коническими соплами и другими элементами. Главное внимание в этой главе уделено экспериментальным методикам исследования и их обоснованию. Так, подробно рассматривается основная микротермопарная методика, в варианте, предназначенном для получения температурного фронта волны горения пороха. Обосновывается применение плоских П – образных термопар и даются основные соотношения для правильного выбора их размеров (см. [27 – 28]). Для выбора толщины термопары h и ее длины L применялись следующие соотношения:

$$h \leq 0.2 (a_k/u) \quad (a); \quad L \geq 100h \quad (b); \quad (1.1)$$

где h – толщина термопарной ленты, L – длина плеча П-образной термопары, $a_k \sim 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ – коэффициент температуропроводности к-фазы пороха, u – послойная (линейная) скорость горения пороха (см/с). Термопара размещалась в пороховой массе так, чтобы ее плечо было ориентировано перпендикулярно фронту горения (обычно – параллельно торцевой поверхности образца пороха), который, согласно микроскопическим исследованиям, можно было представлять в виде тонкого плоского слоя (модель послойного горения). Пороховая шашка с термопарой, заделанной в массу пороха указанным образом, помещалась в бомбу и поджигалась. Сигнал термопары фиксировался на фотобумагу (или другой носитель). В результате получалась осциллограмма движения фронта волны горения при определенном давлении среды и начальной температуре пороха. На форму фронта волны горения могли оказывать влияние различные факторы: ручная заделка термопар (это приводило к неизбежному нарушению параллельности положения плеча термопары относительно фронта горения), особенности горения пороха, мелкомасштабные флуктуации теплофизических характеристик к-фазы и газовой среды, возмущение движения газового факела стенками бомбы и др. (заметим, что мелкомасштабными флуктуациями, с точки зрения теплового подхода к процессу горения, являются изменения некоторой величины в объеме порядка $(\lambda/\text{см})^3$ (λ – теплопроводность среды, c – ее удельная теплоемкость, m – массовая скорость горения)).

К особенностям горения пороха можно отнести образование на поверхности к-фазы небольших твердых фрагментов и унос их отходящими газами в область факела (возможно столкновение фрагментов с плечом термопары, что может приводить к нарушению теплообмена плеча с газом), появление плотного каркаса из продуктов разложения к- фазы на поверхности (появляется дополнительный источник тепла – раскаленные нити каркаса, расположенные случайным образом относительно плеча термопары) и др. При неоднократном воспроизведении фронта волны горения одного и того же режима (режим - горение в условиях неизменного давления и постоянной начальной температуры) разными термопарами, но имеющими одинаковые размеры, форму и положение в массе пороха, все перечисленные факторы с большой вероятностью проявляются. Таким образом, набор кривых фронтов горения одного и того же режима характеризует возможные разбросы (различия) в величинах температур и градиентов температур в одних и тех же сечениях волн горения. По набору кривых фронтов горения, изучаемого режима, строился осредненный профиль волны, который принимался в качестве основного. Он служил исходной информацией, необходимой для построения параметров зон горения и для исследования по механизму горения пороха.

Кроме микротермопарной методики получения фронта волны горения, дано описание ее варианта, приспособленного для измерения температуры поверхности горящего пороха. Данный вариант получил название метода следящей термопары с визуализацией положения ее плеча. По этому методу плечо термопары накладывалось на зажигаемую поверхность пороховой шашки так, чтобы ее спай размещался в ее средней части, а концы термопары, под действием натягивающего устройства (грузиков или пружины), плотно прижимали плечо к поверхности. Шашка с термопарой на поверхности помещалась в бомбу и там поджигалась, сигнал термопары записывался на фотобумагу. Спустя короткое время после начала горения, шашка гасилась струей воды и вынималась из бомбы. Затем погасшая поверхность шашка с термопарой наблюдалось в микроскоп. Если плечо термопары плотно прилегало к поверхности, то опыт считался удачным, и можно было анализировать величину записанного на фотобумагу термопарного сигнала. Если же плечо термопары не прилегало к поверхности, то опыт браковался. Надежное касание плеча и поверхности обеспечивалось силой натяжки концов термопары и особенностями горения пороха, в частности – отсутствием развитого плотного каркаса из продуктов недогорания на его поверхности.

В данной главе остановлено внимание и на методиках измерения скорости горения пороха. Основной принималась методика измерения скорости горения по записи малого сигнала датчика давления. Искомая скорость находилась по формуле:

$$u = u_f(H_0/L_x) \quad (1.2)$$

где u – среднее значение скорости горения в интервале давлений $\Delta p = (p_m - p_0)$; $p_m/p_0 \approx 1$ (p_0 – начальное давление в бомбе, p_m – давление в ней после сгорания порохового образца); u_f – скорость протяжки фотобумаги, H_0 – высота образца пороха, L_x – длина осциллограммы от момента начала подъема давления до момента прекращения его роста (для хорошей точности измерений $(H_0/L_x) \leq 0.3$). Большое внимание в первой главе уделено вопросам развития и совершенствования используемых основных и вспомогательных методик. В частности, предложена формула определения скорости горения пороха в начальный момент процесса (u_0) по экспериментальным данным о средней скорости горения (u) (см. (1.2)). Дана зависимость определения величины погрешности в методе нахождения скорости горения по записи сигнала датчика давления. Рассмотрены методики термостатирования образцов и предложены зависимости по вычислению величин основных параметров устройств по нагреванию и охлаждению пороховых шашек.

Описан вариант заделки термопар на “врезках”, т.е. – формирование в теле пороховой шашки надрезов, расположенных параллельно фронту горения, в которые вставлялись плоские (прокатанные) термопары. Врезки делались с помощью полоски медной фольги, натянутой маленькой струбциной (толщина фольги около 10 мкм). Для облегчения изготовления врезок образец пороха нагревался до 90 – 100 градусов Цельсия. На основе модели радиального течения порошка в процессе прессования, выведена формула по расчету вероятного значения давления разрушения плеча плоской термопары, расположенной в массе прессуемого порошка. Изложен один из возможных методов построения осредненного профиля волны горения по набору экспериментальных профилей волн горения одного и того же режима. Отмечено, что применение метода следящей термопары (с гашением) к измерению температуры поверхности горения порохов, образующих плотный каркас на этой поверхности, связано, как правило, с особым видом термопарного сигнала в виде кривой, имеющей в начале заметный излом («книксен»), а затем – S образную вершину. Образование книксена наблюдалось не во всех опытах (примерно 1 раз в серии из четырех опытов) и, вероятно, носило случайный характер, обусловленный возможностью касания плеча термопары (на короткое время) поверхности пороха. Возможно, затем растущие нити каркаса “подхватывали” плечо термопары и оттесняли его от поверхности, что фиксировалось на осциллограмме, как резкий подъем температуры.

Вторая глава: (Горение индивидуальных веществ и компонентов СТТ).

В этой главе представлены результаты экспериментально – расчетного метода исследования стационарного горения таких индивидуальных веществ, как: октоген, гексоген, Ц-2 и Д-2. Кроме того, изложены результаты исследования некоторых глицидилазидных соединений: жидкого GAP – 3/15 и полимера GAP – PU. Последнее вещество используется как перспективная активная связка в смесевых твердых топливах (СТТ). Экспериментально – расчетный метод, представляет собой набор методик, позволяющих получить осредненные профили волн горения пороха при вариации давления и начальной температуры, найти параметры зон горения, вычислить дифференциальные коэффициенты и, наконец, построить функцию отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие внешнего фактора (чаще всего – давления). Все отмеченные результаты получили название структурного подхода к исследованию горения конденсированных веществ.

После обзора литературных данных по изучению горения всех перечисленных веществ и постановки целей исследования, приводится пример разброса профилей волн горения нитроаминов на примере октогена (режим: давление 2 МПа, начальная температура $T_0 = 20^{\circ}\text{C}$). Затем, представлены осредненные профили волн горения октогена и гексогена и кратко описаны методики расчета параметров зон горения, таких как: теплоподвод из газа в к-фазу q_s , тепловыделение в к-фазе Q , теплоподвод излучением из пламени в к-фазу q_{r1} , температура горения T_b , протяженность реакционной зоны и зоны догорания в газовой области и др.

Суть расчетных методик сводилась к использованию тех или иных формул, вытекающих из строения профиля волны горения и физической природы параметра. В частности, к таким соотношениям (см. [27 – 28]):

$$Q = c_k(T_s - T_0) - q_s - q_{r1}; \quad (a) \quad q_s = \lambda_s(dT/dx)_s/m; \quad (b) \quad q_{r1} \approx aq_r; \quad (c) \quad (2.1)$$

Где: T_s – температура горячей поверхности пороха, которая находилась методом следящей термопары (см. первую главу); T_0 – начальная температура вещества; λ_s – теплопроводность газа при температуре T_s ; $(dT/dx)_s$ – градиент температуры при координате $x = 0$ (т.е. – на поверхности раздела к-фаза – газ, со стороны газовой фазы); находится по осредненному профилю волны горения.

Теплопроводность газа при любой температуре рассчитывалась по экспериментальной формуле (см. [31]):

$$\lambda = \frac{\sum[x_i \lambda_i (M_i)^{1/3}]}{\sum[x_i (M_i)^{1/3}]} \quad (2.2)$$

x_i – мольная доля i - того компонента газовой смеси (находится из уравнения горения пороха), λ_i – теплопроводность i – газа (берется по таблицам), M_i – молярная масса компонента в кг/кмоль.

Указанная выше величина q_r – поток излучения, рассчитывался с учетом потери части излучении от окружающей факел шашки среды (см. [29]). Коэффициент (а) в формуле (2.1)с учитывает потери излучения за счет поглощения его различными предметами, находящимися в объеме бомбы, $a \approx 0.8$. Полный радиационный (излученный) поток тепла q_r от источника (горячего газа), заключенного в оболочку, находился по экспериментальной формуле (см. [32 – 33]):

$$q_r = [(c_0 \varepsilon^*)/m][\varepsilon_g (T_b/100)^4 - a_g (T_s/100)^4]; \quad (2.3)$$

В этой формуле $c_0 = 5.6710^{-8}$ Вт/м²К⁴ – постоянная Стефана – Больцмана, $\varepsilon^* \approx (1 + \varepsilon_s)/2$, ε_s – степень черноты горячей поверхности пороха, ε_g – степень черноты газа в бомбе, a_g – степень поглощения газа при температуре T_s пороховой горячей стенки; m – массовая скорость горения вещества. Коэффициент $\varepsilon_s \approx 0.8$ (см. [32]), параметры ε_g и a_g находятся по известным правилам и подробно изложены в [32 - 33]. Температура горения T_b находилась непосредственно по профилю волны горения, а скорость горения m – по указанной в первой главе методике.

Изучение погасшей поверхности нитроаминов под микроскопом показало, как отмечалось ранее, что размеры элементов ее шероховатости были меньше или порядка толщины прогретого слоя. Поэтому механизм горения нитроаминов строился в одномерном приближении. Наличие тепловыделения в к-фазе Q (см. выше), определило выбор одномерной модели горения, учитывающей узкую зону реакции в к-фазе (см. [34 – 35]). Исходя из уравнения для скорости горения этой модели и, используя данные по параметрам зон горения нитроаминов, можно установить закон газификации их поверхности горения в виде:

$$m = 1.1 \cdot 10^4 \exp(-28000/2RT_s); \text{ при } T_s \leq 500 \text{ } ^\circ\text{C, (a); и} \quad (2.4)$$

$$m = 1.33 \cdot 10^7 \exp(-50000/2RT_s); \text{ при } T_s > 500 \text{ } ^\circ\text{C (b)}$$

В этих формулах: массовая скорость m – в $\text{г/см}^2\text{с}$, энергия активации E – в кал/моль , температура поверхности T_s – в К .

При изучении параметров зон предпринята попытка установления границ устойчивого послойного горения. Для таких пористых веществ, как октоген и гексоген, был сформулирован и опробован критерий оценки верхнего значения давления, при котором происходит нарушение послойного горения. В отличие от критерия Марголина, этот вариант критерия, содержит параметр широких зон реакции горения в газовой области (см. [36]).

Исследование стационарного горения GAP соединений проводилось в такой же последовательности, что и нитроаминов. Сначала находились осредненные температурные профили волн горения GAP, а затем искались, по отмеченным выше методикам, параметры зон. Однако горение системы GAP – 3/15 оказалось несколько необычным. В частности, с ростом давления скорость горения вещества понижалась. Причем, при низких давлениях (около 0.1 МПа) скорость достигала 3 – 4 см/с, а при 5 МПа – около 0.7 см/с. При дальнейшем росте давления, скорость горения GAP – 3/15 начинала увеличиваться до почти 3 см/с, если давление поднималось до 10 МПа.

Анализ устойчивости горения вещества GAP – 3/15 с позиций теории Ландау (см. [36]) показал, что в интервале давлений 0.1 – 1 МПа жидкий глицидилазид горит неустойчиво (в турбулентном режиме). Такая же ситуация имела место при давлениях более 8 МПа. Только в промежутке от 1 до 7 – 8 МПа горение данного соединения носило устойчивый характер. В данном промежутке давлений механизм горения можно было описывать в одномерном приближении. Немонотонный характер поведения скорости горения в устойчивом режиме, по-видимому, можно было объяснить изменением коэффициента ν в степенном законе горения (подробнее – см. вторую главу диссертации). Что касается соединения GAP – PU, то этот полимер не показал никаких особенностей по скорости горения. Его погасшая поверхность имела мощный развитый каркас, который не сразу разрушался даже при сильном воздействии на него острым предметом. После удаления каркаса, через микроскоп, наблюдалась шероховатая поверхность желтого цвета, размеры элементов которой не превосходили толщины прогретого слоя.

При построении параметров зон горения GAP соединений, температура поверхности горения GAP -3/15 в устойчивой области, находилась по Кнуксену на профиле волны горения, а T_s системы GAP – PU – методом следящей термопары. Однако, напомним, что наличие на поверхности этого полимера мощного каркаса сильно усложняло использование указанной методики (подробнее – см. выше). Остальные параметры зон находились по формулам (2.1). Но следует заметить, вследствие низких температур

пламени (не выше 1000°C), поток радиационного тепла не учитывался (см.(2.3)), а вычисление теплопроводности газовой смеси корректировалось с учетом наличия в нем частичек сажи (они образовывались согласно принятой схеме реакции горения GAP соединений, а также – наблюдались визуально в виде темного пламени). Использование модели Мержанова- Хайкина, позволяло построить законы газификации (для GAP – 3/15 – в области стабильного горения) в виде соотношений (2.4).

Вещества – добавки Д-2 и Ц-2 широко используются в пороховых рецептурах в связи с их воздействием, прежде всего, на величины скорости и температуры горения. Эти вещества, естественно, изучались по программе принятой для нитроаминов и GAP: получались осредненные профили волн горения, а затем – параметры зон.

Температуры поверхности горения Ц-2 и Д-2 находились методом следящей термопары, а скорости горения – методом записи сигнала датчика давления. Изучение структуры поверхности горения вещества Д-2 показало присутствие на ней очень мелкой шероховатости (размеры элементов шероховатости значительно уступали толщине прогретого слоя). На погасшей поверхности Ц-2 наблюдались отдельные небольшие области, содержащие ажурный каркас, который легко разрушался при касании его острым предметом. На свободной от каркаса поверхности имелась мелкая шероховатость (мелкая – в том смысле, который не раз отмечался выше). В целом, основные черты механизма горения Д-2 и Ц-2 можно было описывать одномерными моделями (использовалась модель Мержанова). Стоит упомянуть довольно необычное строение газовой фазы вещества Д-2, состоящее, по нашему мнению, из переходной зоны и сравнительно короткой зоны догорания.

Заканчивая краткое описание второй главы, сформулируем следующие полученные результаты:

- Получен полный набор параметров зон горения октогена и гексогена при широкой вариации давления (0.05 МПа – 40 МПа) и начальной температуры ($-100 - +100^{\circ}\text{C}$).
- Анализ параметров зон позволил выявить особый и нормальный режимы горения нитраминов. В особом режиме горения тепловыделение в к-фазе отрицательно, а в нормальном режиме – положительно. Во всех исследованных режимах горения наблюдались широкие зоны реакции в газе, что указывает на непригодность модели Беляева – Зельдовича для описания механизма горения исследованных нитроаминов (в модели Беляева – Зельдовича ведущая зона сосредоточена в газе, а реакционная зона горения – равна порядку кондуктивной длины (или – узкая зона реакции)).
- Получен критерий оценки верхнего предела нормального горения по давлению, содержащий параметр широких зон горения в газе.

- Найдены параметры зон горения жидкого вещества GAP – 3/15 при вариации давления и установлен нормальный режим его горения в интервале давлений 1 – 8 МПа. Температурные профили GAP – 3/15 не содержат протяженных участков с почти постоянной температурой, которые можно было трактоваться, как процесс налипания жидкого глицидилазида на П – образную термопару. По-видимому, такое явление указывает на близость температуры поверхности горения GAP – 3/15 к температуре его кипения.
- Установлены параметры зон горения полимера GAP – PU при вариации давления и начальной температуры. Обнаружено образование на поверхности горения плотного развитого каркаса. С целью измерения температуры поверхности методом следящей термопары, потребовалось изменить схему и силу натяжки, а также - материал термопар и значительно увеличить число экспериментов по измерению поверхности для одного режима (из 10 – попыток на один режим обнаруживалось примерно два книксена).
- Установлены параметры зон горения веществ – добавок Ц-2 и Д-2 при вариации давления и нормальной начальной температуре. Расчетными методами показано существование переходной зоны в газовой области горения вещества Д-2 и жидкого слоя в его к – фазе.
- Все исследованные вещества в стабильной области горения имеют схожие макрокинетические особенности механизма горения. Для всех веществ построены законы газификации поверхности горения типа (2.3). В газовой области горения, исследуемых соединений, имеются широкие зоны реакции в газовой фазе горения и тепловыделение в узком приповерхностном слое к-фазы. Ведущая зона горения сосредоточена в узком реакционном слое к-фазы и тонком слое газа, находящемся на границе к-фаза – газ.

Третья глава: (Стационарное горение порохов с добавками).

В главе изложены результаты экспериментально – расчетного исследования стационарного горения баллиститных порохов на простой и сложной основе, а также – катализированных баллиститных порохов. Пороха на простой основе Б/О(10) , Б/Ц(15) или Б/Д(10) и др. представляли собой рецептуру, содержащую от 90 до 70 % баллиститной основы Б (т.е. смеси коллоксилина и пироксилина, а также – нитроглицерина и других компонентов) и вещество-добавку О – октоген, Ц – Ц-2 или Д – Д-2 (в скобках указано содержание добавки в весовых процентах). Если в состав пороха основы (или – чистого баллистита) вносилось два вещества – добавки, то такие системы получили условное название порохов на сложной основе. В данной главе

изучались образцы Б/О/Ц (10/10), Б/О/Д(10/20) и некоторые другие. В этих обозначениях Б – основа, О/Ц, О/Д и т. д. – условные обозначения введенных добавок (О – октоген, Ц – Ц-2, Д- Д-2). Содержание добавок в весовых процентах приводится в скобках.

Катализированные пороха имели в качестве основы (или базы) баллиститный порох на сложной основе Б/О/Ц(15/15) и каталитические компоненты в виде окислов Fe_2O_3 , PbO , PbO_2 , NiO . Окислы свинца использовались в сочетании с некоторым количеством сажи, которая могла выполнять разнообразные функции, а именно: служить катализатором или промотором катализатора (т.е. веществом, обеспечивающим каталитическое действие окисла), или – тем и другим одновременно. Добавки типа $\text{PbO} + \text{C}$ или $\text{PbO}_2 + \text{C}$ получили название сложных катализаторов. Пороха с катализаторами обозначались номерами: № 1 Б/О/Ц(15/15) + 3% Fe_2O_3 ; № 2 - Б/О/Ц(15/15) + 1% PbO_2 + 1%С и т. д. Проценты обозначают весовую долю окисла или сажи в смеси. Окись никеля применялась в составе сложного катализатора 1% $\text{PbO} + 1\% \text{C} + 1\% \text{NiO}$.

Метод исследования перечисленных веществ ничем не отличался от метода исследования второй главы, т. е. - сначала искались осредненные профили волн горения порохов при вариации давления и начальной температуры, а затем – строились параметры зон горения. Однако для катализированных порохов наиболее существенное значение имели не сами по себе параметры зон горения, а выяснение теплового воздействия каталитической добавки на параметры зон. В наиболее простой и ясной форме это можно показать, составляя относительные безразмерные параметры. Они представляли собой отношения (дроби), в числителе которых стояли разности соответствующих параметров зон катализированного пороха и пороха основы, а в знаменателе – соответствующие параметры пороха основы. Для удобства, отношения задавались в процентах. Например, влияние присутствия катализатора на температуру поверхность горения пороха характеризовалась безразмерной величиной:

$[(T_s - T_{so})/T_{so}]100 = 3$, где T_s , T_{so} – температуры поверхности горения катализированного пороха и пороха основы (или – базы), а эффект относительного теплового влияния катализатора на указанный параметр оценивался в три процента. Конечно, возможно и отрицательное значение относительного параметра. Таблица, построенных указанным способом безразмерных параметров, названа относительным портретом катализатора, или относительной разностной матрицей теплового влияния катализатора на параметры зон горения пороха. Нахождение самих параметров зон не встречало затруднений и проводилось по методикам, указанным во второй главе.

Величина скорости горения находилась по методу записи сигнала датчика давления, а температура поверхности горения измерялась способом следящей термопары с

последующей визуализацией. Большое внимание уделялось наблюдению под микроскопом, как в плоскости горения, так и в перпендикулярной плоскости, погасших поверхностей всех порохов. Как и ожидалось, поверхности горения порохов на простой и сложной основе оказались весьма похожими по строению шероховатости на поверхность чистого баллистита (см. [28 – 29]), т.е. с точки зрения теплового (макроскопического) подхода их можно было рассматривать плоскими. Вследствие агломерации частиц катализатора, поверхности катализированных порохов могли представлять пространственные (не плоские) структуры. Однако оказалось, что шероховатость поверхности горения таких составов практически мелкомасштабная. Точнее, неровности, значительно превосходящие по размеру толщину прогретого слоя пороха, встречались в поле наблюдения очень редко. По-видимому, высокие значения температуры горячей поверхности порохов допускают предположение о состоянии части прогретого слоя, напоминающее вязкую жидкость, что, возможно, способствовало сглаживанию неровностей на поверхности. Например: частицы катализатора могли погружаться ниже уровня горячей поверхности, поскольку имели размеры (5 – 20 мкм) меньшие толщины прогретого слоя пороха и значительно более высокую плотность, чем плотность окружающей жидкой баллиститной основы. Если размеры частиц добавки были сопоставимы с толщиной прогретого слоя, то сглаживание могло происходить за счет значительного увеличения толщины расплава баллиститной основы, вследствие уменьшения ее плотности, связанное с высокими значениями температуры горячей поверхности. Действительно, малые толщины прогретого слоя пороха характерны для высоких давлений, когда температура горячей поверхности близка к 400°C и выше. Кроме того, наличие сажи препятствовало агломерации частиц окислов (см. [37]).

Для описания механизма горения порохов на простой и сложной основах, а также катализированных составов, привлекалась одномерная модель Мержанова, которая, по нашему мнению, учитывала все основные экспериментальные факты.

Суммируя результаты исследования, можно отметить следующее:

- Внесение октогена Ц-2 и Д-2 в основу понижало скорость горения системы основа + добавка в сравнении со скоростью горения основы. Причем, чем больше содержалось добавки, тем более значительно уменьшалась скорость горения (величина скорости понижалась до 40 %). Наименьшее влияние на скорость горения оказывало добавка Д-2, а наибольшее – октоген.

Присутствие добавок значительно сказывалось и на температуре горения с некаталитическими добавками в сторону ее понижения относительно температуры горения чистого баллистита Б. Особенно значительный понижающий эффект

инициировала добавка Ц-2. Он достигал почти 400 градусов при 30 % содержании этого вещества в порохе.

- Анализ параметров зон горения и исследование погасших поверхностей горения порохов на простой и сложной основе показало, что поверхность горения этих составов плоская и основные макрокинетические закономерности процесса их горения похожи на процесс горения чистого баллистита. Более конкретно эти закономерности таковы: широкие зоны реакции в газе, “двухзонное” строение газовой фазы в области низких давлений (до 5 МПа), узкая зона реакции в к-фазе, сравнительно высокое значение температуры горячей поверхности (значительно превосходящее температуры плавления добавок). Ведущая зона горения сосредоточена в узком реакционном слое к-фазы и тонком газовом слое, расположенном на границе к-фаза – газ. Для всех изученных порохов найдены законы газификации поверхности горения (типа (2.4)).

- Для оценки величины скорости горения порохов с некаталитическими добавками по известным скоростям горения компонентов использовалась эстафетная модель прогретого слоя пороха с добавками. Показана допустимость этой модели для приближенных расчетов (различие в значениях расчетной и экспериментальных скоростях достигали не более 27 %). Сформулирована гипотеза нарушения послойного горения гомогенных порохов.

- Предложено представление теплового эффекта катализатора на параметры зон горения в виде относительной разностной матрицы или – безразмерного относительного портрета каталитической добавки.

- Исследование погасшей поверхности и параметров зон горения, катализированных порохов показало, что фронт горения этих составов можно считать плоским, а макрокинетические закономерности процесса их горения близки к процессу горения порохов на простой и сложной основе (см. выше).

Четвертая глава (Стационарное горение смесевых композиций).

В четвертой главе собраны результаты структурного изучения стационарного горения перспективных смесевых композиций (топлив), таких как: O/GAP1U (GAP1U фактически иное обозначение системы GAP – PU) , O/GAP2 (Г/GAP1U, Г/GAP2), O/ВАМО-ТГФ, O/ВАМО-АММО (Г/ВАМО-ТГФ, Г/ВАМО-АММО). Первый индекс обозначает тип окислителя (О – октоген, Г – гексоген), а второй – горючую связку – глицидилазидный пилиуретановый полимер GAP – PU или полимер с более простым строением звеньев GAP2. В качестве связок исследовались сополимеры типа ВАМО-ТГФ и ВАМО-АММО. Напомним, что сополимерами называются такие соединения,

звенья которых имеют разное строение. В данной работе применялись сополимеры, содержащие примерно 50 % звеньев вещества ВАМО и 50 % либо ТГФ, либо – АММО. Содержание окислителя во всех смесях составляло 80 весовых процентов, остальное – горючая связка.

Исследованные смесевые составы представляли собой твердые цилиндрические образцы, заделка термопар в которые осуществлялась методом врезок (см. первую главу). В данной главе представлены осредненные профили волн горения всех перечисленных смесей при вариации давления и начальной температуры. Скорости горения составов находились по записи сигнала датчика давления, а температура поверхности – методом следящей термопары.

Погасшие поверхности горения смесей О/GAP1U и Г/GAP1U имели рыхлый небольшой по высоте каркас, который легко удалялся острым предметом. Если гашение проводилось в области давлений больших 2 – 3 МПа, то хрупкий каркас на поверхности наблюдался в виде отдельных областей. Такая же структура погасшей поверхности имела и у составов О/GAP2 и Г/GAP2. В силу своей хрупкости и малой высоты, каркас не оказывал заметного влияния на измерения температуры поверхности горения методом следящей термопары. Поверхность смесей на связках GAP, очищенная от каркаса, имела элементы (бугорки и впадины) шероховатости, не превосходящие толщину прогретого слоя. Поэтому фронт горения этих систем принимался одномерным. Погасшая поверхность горения смесей О/ВАМО-ТГФ и Г/ВАМО-ТГФ имела только фрагменты хрупкого каркаса и мелкомасштабную шероховатость во всем диапазоне изменения давления. Что касается порохов О/ВАМО-АММО и Г/ВАМО-АММО, то их погасшие поверхности были покрытым хрупким, высотой ~ 1мм каркасом (его высота была заметно выше каркаса на поверхности смесей на связке GAP). Под легко удаляемым каркасом наблюдалась мелкомасштабная шероховатость. Параметры зон горения исследуемых смесей находились по методам, кратко описанным во второй главе. Поскольку реакции горения смесей и эксперименты показывали наличие частиц свободной сажи в горящем газовом факеле, то вычисление теплопроводности газовой области горения смесей проводилась с использованием формулы Максвелла (см. [38]) и формулы (2.2).

Поводя итог экспериментально – расчетного исследования перспективных смесевых систем, можно отметить, что:

- Получены осредненные профили волн горения и определены параметры зон горения смесевых систем О/GAP1U, О/GAP2, О/ВАМО-ТГФ и О/ВАМО-АММО при вариации

давления и начальной температуры. Смеси имели 80 весовых процентов октогена и 20 процентов разных связок.

- Получены осредненные профили волн горения и найдены параметры зон горения смесевых топлив Г/GAP1U, Г/GAP2, Г/ВАО-ТГФ и Г/ВАО-АММО при вариации давления и начальной температуры образцов. Смеси содержали 80 весовых процентов гексогена, остальное – горючая связка. Диапазон изменения давления для смесей с октогеном и гексогеном – 0.5 – 10 МПа, а начальной температуры - + 100, + 20 и – 100 °С

- Для всех изученных смесевых систем, построены законы газификации поверхностей горения. Установлены общие макрокинетические закономерности горения, совпадающие с отмеченными выше закономерностями для порохов на простой и сложной основе.

- Показана возможность использования для прогностических оценок скорости горения смесей по известным скоростям горения компонентов эстафетной модели прогретого слоя. Эстафетная модель дает некоторые возможности в детализации макроскопического механизма горения. В частности, системы на связке GAP1U, опираясь на данные по скоростям горения компонентов и эстафетную модель, горят, вероятно, в к-фазной области так, что окислитель является активным (т.е. находится в состоянии разложения и испарения с положительным тепловым эффектом), а связка ведет себя пассивно (т.е. разлагается и испаряется без заметного положительного теплового результата). На это указывает и тот факт, что скорость горения смесей на связках GAP1U несколько меньше скорости горения чистого окислителя, а эта скорость горения, в свою очередь, меньше скорости горения чистого GAP1U.

Что касается систем на связке GAP2, то их скорость горения не анализировалась с помощью эстафетной модели по причине отсутствия данных о скорости горения чистого GAP2.

- Смесевые топлива на связках из сополимера ВАО-ТГФ горят в к-фазной области, вероятно, так, что окислитель активен (см. выше) а связка пассивна, если давление среды не превышает 2 МПа. При более высоких давлениях окислитель и связка, скорее всего активны. На это указывает тот факт, что скорость горения смесей удовлетворительно предсказывается эстафетной моделью, в которой все компоненты считаются активные (т.е. – разлагаются с положительным тепловым эффектом, а точнее разлагаются со скоростью горения характерной для чистых компонентов). На возможность активности указывает и присутствие двух азидогрупп в звеньях полимера ВАО.

- Полимерные звенья ВАМО и АММО содержат до трех азидных групп, по этой причине горение топлив на связке ВАМО-АММО, вероятнее всего, происходит в режиме активного разложения окислителя и связки в к-фазе. Удовлетворительные прогнозы скорости горения смесей на сополимере ВАМО-АММО по эстафетной модели, также указывают на возможность активного режима горения компонентов.

Пятая глава (Зажигание пороха газовым потоком).

Специфические особенности экспериментальной установки по зажиганию и особенности самого процесса зажигания нестационарным газовым потоком, потребовали провести дополнительный анализ гидродинамической обстановки в камере и оценить ее влияние на показания термопар, расположенных как в газе, так и на поверхности поджигаемого пороха. Глава начинается описанием результатов анализа гидродинамики течения в камере. Показано, что даже сравнительно тонкие термопары на поверхности пороха (толщиной около 3 мкм), в процессе быстрого прогрева его газовым потоком, понижают температуру поверхности пороха, а сравнительно толстые термопары в газе (толщиной 50 мкм и более) не “успевают” отслеживать с малыми погрешностями изменения температуры потока. Все это потребовало разработки методики, позволяющей, по экспериментальной термопарной записи сигнала прогрева поверхности пороха до состояния воспламенения, учесть температурные занижения этого сигнала в любой момент времени и, тем самым, восстановить “истинный” вид кривой прогрева поверхности пороха. Это было необходимо для более правильного определения момента воспламенения пороха. Кроме того, требовалась методика и по нахождению температурных ошибок в записях величины температуры газового потока над зажигаемой поверхностью пороха, поскольку это давало возможность получить более правильный ход кривой изменения температуры газового потока и вычислить, соответствующие действительности, тепловые потоки из газа в порох.

Температурная поправка для кривой прогрева поверхности пороха находилась из решения дифференциального уравнения нестационарной теплопроводности вида:

$$\partial\theta(x,t)/\partial t = a_k[\partial^2\theta(x,t)/\partial x^2];$$

При соблюдении следующих граничных и начальных условий:

$$\partial\theta(0,t)/\partial x = (\alpha/\lambda)\theta(0,t) - [(cph)'/\lambda](\partial T_1(0,t)/\partial t); \quad \partial\theta(\infty,t)/\partial x = 0; \quad \theta(\infty,t) = 0;$$

$$\theta(x,0) = 0.$$

В этих выражениях функция $\theta(x,t) = T_2(x,t) - T_1(x,t)$; $a_k = \lambda/(c\rho) = \text{const}$;

Коэффициент теплоотдачи от газа $\alpha = \text{const}$. (температура газа $T_g = \text{const}$).

λ , c , ρ – теплопроводность, удельная теплоемкость и плотность пороха.

$T_1(x,t)$ – температурное распределение по длине полубесконечного, теплоизолированного по боковой поверхности стержня, нагреваемого с торцевой поверхности, на которой находится тонкая металлическая пластинка (имитирует плечо термомпары, тепловой контакт между пластинкой и порохом считался идеальным), горячим газом; $T_2(x,t)$ – температурное распределение такого же стержня, нагреваемая торцевая поверхность которого не имела дополнительных предметов, т.е. – истинное распределение температуры. c', ρ', h – удельная теплоемкость, плотность и толщина

пластинки (термомпары на поверхности). $T_1(0,t)$ – значение температуры на поверхности стержня, торцевая поверхность которого закрыта пластинкой. Данная функция находилась экспериментально по записи кривой прогрева поверхности пороха $T_1(0,t)$, которая изображалась графически в координатах $T - t$. Как показал анализ кривых прогрева, с достаточной для практических оценок точностью, их можно было аппроксимировать кубическим полиномом вида: $T_1(0,t) \approx T_0 + at + bt^2 + ct^3$.

Следовательно,

$$\partial T_1(0,t)/\partial t = a + 2bt + 3ct^2.$$

Фактически нас интересовала не просто функция $\theta(x,t)$, но ее значение при $x = 0$ в любой момент времени процесса прогрева пороха до состояния воспламенения, т.е. функция $\theta(0,t)$. Используя метод интегрального преобразования Лапласа, а также – таблицы оригиналов функций и их изображений (см. например [39]), можно точно проинтегрировать исходное диф. уравнение (см. выше) и найти искомую функцию в виде:

$$\begin{aligned} \theta(0,t) = & \Lambda(a/R + 2b/R^3 + 6c/R^5)[1 - \exp(R^2t)\operatorname{erfc}(Rt)^{1/2}] - \Lambda(t/\pi)^{1/2}(4b/R^2 + 12c/R^4) + \\ & + \Lambda t(2b/R + 6c/R^3) - \Lambda(t/\pi)^{1/2}(8c/R^2) + \Lambda t^2(3c/R) \end{aligned} \quad (5.1)$$

Где $\Lambda = [(cph)/\lambda](a_k)^{1/2}$; $R = (\alpha/\lambda)(a_k)^{1/2}$; $\operatorname{erfc}(Rt)^{1/2} = 1 - (1/\pi^{1/2})\int_0^t (R/t^{1/2})\exp(-R^2t)dt$ –

Табулированная функция. a, b, c – коэффициенты полинома (см. выше).

Очевидно, что истинная температура поверхности $T_2(0,t) = T_1(0,t) + \theta(0,t)$. Однако полученное решение справедливо в условиях постоянного теплообмена: $\alpha = \text{const}$, $T_g = \text{const}$. Но в условиях скоротечного зажигания теплообмен нестационарный. Поэтому приходилось период зажигания длительностью t_s , разбивать на малые временные интервалы $\delta t_i \ll t_s$, в пределах которых функцию $\theta(0,t)$ можно было считать линейной, а температуру T_g принимать постоянной и равной $T_{gi} \approx (T_{gi-1} + T_{gi+1})/2$. T_{gi-1} , T_{gi+1} – температура газа на границах i – того участка. Эти величины брались по

экспериментальной кривой с учетом температурных поправок (см. ниже) и различались обычно на $50 - 100^{\circ} \text{C}$.

На малом интервале δt_i постоянным считался и коэффициент теплоотдачи α_i , который, в первом приближении, находился по критериальным уравнениям стационарной теплопроводности. Если $\theta_i(0,t)$ линейная функция, то $b = c = 0$ и тогда из (5.1) следует значительно более простое выражение:

$$\theta_i(0,t) = \theta_{oi} \approx [(cph)'/\lambda] a_k [1 - \exp(R_i^2 \delta t_i) \operatorname{erfc}[R_i(\delta t_i)^{1/2}]] \quad (5.2)$$

Где $R_i = (\alpha_i/\lambda)(a_k)^{1/2}$ α_i – значение коэффициента теплоотдачи на i том участке.

С помощью выражения (5.2) можно было найти температурную поправку для i - той точки и определить значение температуры $T_{2i} = T_{1i} + \theta_{oi}$. По точкам T_{2i} ($1 < i < n$, n – число участков разбиения кривой $T_1(0,t)$) проводилась промежуточная кривая $T_2(0,t)$, которая фактически состояла из n прямолинейных отрезков.

Запас тепла в стержне $Q(ts)$ к моменту времени ts , согласно определению и приближению кривой $T_2(0,t)$ в виде ломаной линии, вычислялся по приближенной формуле:

$$Q(ts) \approx [2\lambda/(\pi a_k)^{1/2}] \sum \{ 2\theta_{oi-1} [(t_i)^{1/2} - (t_{i-1})^{1/2}] + (2a_i/3) [(t_i)^{3/2} - (t_{i-1})^{3/2}] \}$$

Суммирование велось по всем i от 1 до n (по числу участков разбиения кривой $T_1(0,t)$).

Коэффициент a_i – находился, очевидно, по выражению $a_i = \theta_{oi}/\delta t_i$, а температурные поправки θ_{oi} , θ_{oi-1} и величина временного интервала δt_i были известны из расчета промежуточной кривой $T_2(0,t)$ (см. выше). Располагая запасом тепла $Q(t)$ несложно найти и поток тепла из газа в порох $q(t)$, причем:

$$q(t) = dQ/dt \approx 2\lambda/(\pi a_k)^{1/2} \sum \{ \theta_{oi-1} [1/(t_{i-1})^{1/2} - 1/(t_i)^{1/2}] + a_i [(t_i)^{1/2} - (t_{i-1})^{1/2}] \} \quad (5.3)$$

Формула (5.3) легко получить дифференцированием выражения для $Q(ts)$, в котором время t_i , t_{i-1} – считаются переменными величинами, а производная $da_i/dt = 0$ (θ_{oi-1} – фиксировано). Вычисление в (5.3) начинается при $i = 2$.

Поскольку теплообмен считался стационарным, то коэффициенты α_i , как правило, не могли совпадать, в пределах принятых погрешностей (5 – 10 %), с величинами этих коэффициентов, следующих из закона Ньютона: $\alpha_i^* = q(t_i)/(T_{gi} - T_{2i}^*)$, $T_{2i}^* = (T_{2i-1} + T_{2i})/2$.

Но ранее отмечалось, что реально теплообмен в условиях зажигания происходил в нестационарном режиме, для которого справедлив закон Ньютона. Поэтому

приходилось, начиная с $i = 2$ менять величины α_i , т.е. фактически вычислять по (5.2) новые значения поправок θ_{oi} . Затем, используя (5.3), приходилось строить новую функцию теплового потока $q^*(t)$ и для каждого момента времени t_i опять проверять насколько принятое новое значение α_i^* соответствует тому, которое должно получаться из закона Ньютона. Таким образом, находились окончательные величины температурных поправок θ_{oi}^* и значения температур $T_2^*(t_i)$. Через точки T_{2i}^* проводилась плавная кривая, которая принималась за истинную кривую прогрева поверхности пороха $T_s(t) = T_2^*(0,t)$.

Температуры $T_2^*(t_i)$ заметно отличались от исходных температур $T_1(0,t_i)$, поэтому и величина длительности времени зажигания t_s неизбежно корректировалась по критерию зажигания Мержанова – Вилюнова, согласно которому воспламенение пороха возможно, если выполняется условие (см. например [40-41]):

$$q_r = q_s \quad (5.4)$$

Где q_r – тепловой поток в к-фазе пороха, вызванный тепловыделением в процессе нагрева, $q_s = q(t)$ – тепловой подвод от горячего газа в к-фазу (см. уравнение (5.3)).

Экспериментально-расчетный подход к проблеме исследования горения порохов позволяет по параметрам зон горения найти значение потока q_r . Оказалось, что искомый поток можно выразить в виде функции: $q_r = Q(p,m)m(T_s)$.

Тепловыделение в к-фазе $Q(p,m)$ баллистических порохов, нитроаминов и многих других горючих веществ можно представить обобщенной экспериментальной зависимостью (см. [30]): $Q(p,m) = Q_v \{ a_v - b_v \exp[-\xi p/(m)^{1/2}] \}$;

Q_v – калорийность состава известна, из термодинамических расчетов, постоянные экспериментальные коэффициенты a_v , b_v и ξ зависят от типа горючего соединения, давление p считается известным из опыта, а массовая скорость горения вещества m следует из его закона газификации $m = A \exp(-E/2RT_s)$ (см. комментарии ко второй главе).

Поскольку истинная кривая прогрева $T_s(t)$ всегда шла более круто, чем исходная функция прогрева $T_1(0,t)$, то обычно критерий (5.4) выполнялся при значениях $t_s^* < t_s$, где t_s исходная величина времени зажигания пороха, определенная по критерию (5.4) при условии прогрева поверхности по закону $T_1(0,t)$.

Температура в газе регистрировалась с помощью двух круглых термопар диаметром 50 и 100 мкм, изготовленных из вольфрамниевых сплавов ВР5 и ВР20. Такой способ измерения позволял разработать несложный метод определения действительного

значения температуры T_g газа по показаниям температуры двух термопар T_{g1} и T_{g2} . На подробностях этой методики мы останавливаться не будем (см. текст пятой главы диссертации).

Хотя критерий (5.4) и позволяет найти время зажигания, но оставляет неясным зависимость этого времени от гидродинамической обстановки в канале. Попытка обнаружения такой зависимости в более явной форме привела к гипотезе влияния на время зажигания некоторых нестационарных явлений. Эффект этого влияния можно представить в виде произведения безразмерных коэффициентов, а само время зажигания изобразить функцией:

$$t_s \approx t_{so} [1 + (t_t + t_c)/t_{so}] [2 - (\tilde{u}/u_s)^2] / [1 + (t_*/t_{so})] \quad (5.5)$$

Где t_{so} – время зажигания пороха, который нагревается неподвижным горячим газом, имеющим постоянную температуру T_b , а коэффициент теплоотдачи α от газа в процессе нагрева не меняется. Это время находится по критерию (5.4) и, как несложно показать, выражается формулой: $t_{so} = (a_k/\pi) [c_p(T_s - T_0)/\alpha(T_b - T_s)]^2$

В этой формуле: a_k – температуропроводность к-фазы пороха, (c_p) – объемная теплоемкость пороха, T_s – температура горения поверхности пороха при давлении воспламенения p_b , T_0 – начальная температура пороха. Следует отметить, что давление p_b относится к моменту времени t_s , т.е. к моменту выполнения критерия (5.4).

Второй множитель в (5.5), равный $[2 - (\tilde{u}/u_s)^2]$, показывает увеличение времени зажигания вследствие процесса релаксации пороха из эффективного режима горения в режим, соответствующий давлению в камере (или в канале камеры) p_b , причем, как правило, $p_b > p_e$. Под эффективным режимом понимается горение со скоростью, соответствующей нижней границе устойчивого горения пороха по давлению в закрытой камере. Для баллистических порохов нижняя граница устойчивого горения по давлению $p_e \approx 0.1 - 0.5$ МПа, а температура горячей поверхности $T_e \approx 500 - 550$ °Кельвина.

Скорость горения пороха u_s соответствует давлению p_b , а \tilde{u} – среднее значение стационарной скорости горения пороха в интервале давлений от p_e до p_b .

Первый множитель в (5.5), представленный выражением $[1 + (t_t + t_c)/t_{so}]$, учитывает влияние на время зажигания нестационарных гидродинамических процессов, таких как: изменение параметров газового потока и формирование пограничного слоя на стенках канала. Время t_t – показывает характерную длительность образования пограничного слоя в канале, оно зависит от диаметра канала и шероховатости его стенок (см. например [35]).

Время t_c – описывает длительность изменения давления и температуры в камере. Оно находится либо экспериментально, либо – из решения уравнения Бори для короткой камеры сгорания. Наконец, множитель $1/[1 + (t^*/t_{so})]$ в формуле (5.5) передает эффект нестационарной теплопроводности, связанный с резким изменением температурного напора ($T_g - T_s$) в процессе нагрева пороха до состояния воспламенения. Время t^* находится по той же формуле, что и время t_{so} (см. выше), но вместо T_{so} следует брать T_e (см. выше), а вместо $T_b - T_g^* \approx T_b(p_e/p_b)^{k-1/k}$ ($k \approx 1.25$).

Расчеты по формуле (5.5) показали, что для баллистических порохов М и Н время зажигания отличается от времени, найденного по критерию (5.4) не более чем на +30 %. Исследования зажигания каналов длинных пороховых трубок, подожженных с одного торца, показало, что время движения волны зажигания по каналу неплохо описывается формулой:

$$t_{sk} \approx (L_k/L_v)t_{so} \quad (5.6)$$

Где L_k – длина канала, $L_v = d^2 m / (256 \eta)$ – глубина проникновения горячих газов за счет избыточного давления в очаге воспламенения, локализованного на зажигаемом торце канала (d, m – диаметр канала и массовая скорость горения его стенок при давлении равном камерному давлению, η – динамическая вязкость газов в очаге воспламенения).

Время зажигания стенок канала t_{so} находится по формуле указанной выше (см. комментарии к выражению (5.5)). Стоит отметить, что практически всегда $L_k \gg L_v$.

Пятая глава заканчивается изложением результатов исследования зажигания пучка (укладки) пороховых трубок в открытой камере сгорания. Практически результаты сводились к определению времени зажигания укладки в зависимости от плотности заряжения по воспламенителю (в качестве воспламенителя применялся ДРП марки № 3), сечения выходного сопла, начальной температуры и некоторых особенностей конфигурации порохового заряда. Само время находилось по начальному участку диаграмм давления, полученным при сжигании укладки порохового заряда в открытой камере сгорания. Результаты исследований можно представить в компактной форме в виде следующей экспериментальной зависимости:

$$(t_s) \approx 0.0075(L^{\wedge}0.6)(\Delta)^{-0.745}(\tau^{\wedge}0.0535)(K_f)^{0.54}(K_t)^{0.5} \quad (5.7)$$

Где $t_s = (t_s/t_e)$, t_s – искомое время зажигания укладки пороховых элементов (трубок, карандашей, пластин и др.), $t_e = r_0/\tilde{u}$ – эффективное время горения навески

воспламенителя (ДРП) в интервале давлений от 0.1 МПа до максимального давления p_m (при инертном основном заряде), r_0 – начальный эффективный радиус зерна ДРП (находится экспериментально). Остальные обозначения в (5.7):

\tilde{u} – средняя скорость горения воспламенителя в указанном интервале давлений, причем $\tilde{u} = [u_0/(1 + \nu)][(p_s/p_0)^{1+\nu} - 1]/[p_s/p_0 - 1]$;

$\nu = 0.226$; $p_0 = 0.1$ МПа; $u_0 = 1.15 - 1.18$ см/с – скорость горения ДРП при $p = p_0$.

$L^{\wedge} = 1 + h/10$ – фактор, учитывающий наличие утеплителя на торцах порохового заряда, h – толщина утеплителя (изолятора) в мм. $\Delta = Q_0/(\rho V_0)$ – безразмерная плотность заряжения по воспламенителю (Q_0 – масса ДРП, ρ – плотность его зерен, V_0 – свободный объем снаряженной камеры сгорания). Далее, время $\tau^{\wedge} = t_0/t_e$; t_0 – характерное время истечения газа из камеры сгорания (см. например [36]).

Коэффициент $K_f = 1 + Sk/S_{00} - (St + St_0)/S_{00}$ – учитывает влияние на время зажигания движения горячего газа в области порохового заряда. Sk – суммарное поперечное сечение каналов трубок (или иных элементов), St – суммарное торцевое сечение пороховых элементов, St_0 – торцевое сечение обоймы, в которой находится пороховой заряд, S_{00} – свободное поперечное сечение камеры.

Наконец $K_t \approx (T^*/500)$ – множитель, учитывающий влияние начальной температуры на время зажигания. Если начальная температура отличается от нормальной, то T^* может находиться по приближенной формуле: $T^* \approx 500 + r(T_0 - T_{00})$;

$T_{00} = 293^{\circ}$ К; r – коэффициент чувствительности температуры горячей поверхности пороха на изменение T_0 (см. главу VII).

Заканчивая краткое изложение пятой главы можно отметить главное:

- Разработана методика расчета температурных поправок, которые необходимо вносить в температурный профиль кривой прогрева поверхности пороха с целью получения действительной кривой прогрева и уточнения времени зажигания по критерию Мержанова – Вилюнова.
- Предложена методика “двух термопар” позволяющая получить по показаниям двух термопар разного диаметра действительную переменную температуру газового потока.
- Профиль температуры поверхности пороха (после внесения соответствующих температурных поправок) и критерий Мержанова – Вилюнова позволили установить, что температура зажигания баллиститных порохов Н и М оказалось равной $290 - 310^{\circ}$ С (без учета температурных поправок – $240 - 260^{\circ}$ С).
- Установлена полуэмпирическая зависимость времени зажигания баллититного пороха, учитывающая влияние ряда нестационарных явлений, сопутствующих процессу

зажигания, таких как: формирование пограничного слоя, релаксация пороха, нестационарная теплопроводность.

Шестая глава (эрозионное горение порохов).

Экспериментальное исследование эрозионного горения проводилось ограниченно, в основном – при больших скоростях обдува (450 – 600 м/с) и давлениях 6 – 10 МПа. Основное внимание было обращено на разработку нового варианта модели эрозионного горения Зельдовича – Новожилова. В новом варианте существенно изменена гидродинамическая часть, что позволило учитывать влияние на величину коэффициента эрозии таких реальных факторов как: шероховатость стенок канала, неизотермичность потока в поперечном сечении, вдув массы газа с горящих стенок в основной поток. Перечисленные факторы можно учитывать вместе и отдельно. Гидродинамика в новом варианте представлена набором моделей погранслоев, построенных методами теории относительного закона трения Кутателадзе – Леонтьева (см. [42]). Однако эти методы необходимо было модифицировать так, что бы их можно было использовать в рамках эрозионной модели Зельдовича – Новожилова.

Часть новой модели, описывающей механизм горения, осталась такой же, как в исходном варианте. С математической точки зрения механизм горения сводился к вычислению скорости горения пороха из решения стационарного одномерного уравнения теплопроводности, записанного для процесса горения в газовой фазе и имеющего вид:

$$d[\lambda_t(dT/dx)] - cm(dT/dx) + \Phi(T) = 0 \quad (6.1)$$

Решение (6.1) должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$x = 0, T = T_s, \lambda_o(T_s)(dT/dx)_o = - m[c_k(T_s - T_o) - Q]; x = \infty, T = T_f, (dT/dx)_\infty = 0; \quad (6.2)$$

Где $\lambda_t = \lambda_o(T)/(dw/dz)$ – турбулентная теплопроводность пограничного слоя.

$\lambda_o \approx a(T)^{1/2} - b$ – ламинарная теплопроводность (a и b – экспериментальные постоянные).

Безразмерная скорость $w = W(x)/W_*$, $W(x)$ – величина скорости обдува на расстоянии x от поверхности канала, $W_* = \tilde{W}(\zeta/8)^{1/2}$ – динамическая скорость потока (\tilde{W} - среднее значение скорости потока в проходном сечении, ζ – коэффициент Дарси). Скорость w задается некоторой моделью пограничного слоя.

Безразмерная координата $z = xK_p$, $K_p = W^*/v_0$ (размерность K_p 1/см). В исходном варианте эрозионной модели структура турбулентного погранслоя задавалось трехслойной моделью Кармана (см. [43]):

$$\begin{aligned} w = z; & \quad w = 5 + 5\ln(z); & \quad w = 5.5 + 2.5\ln(z); & \quad (6.3) \\ z \leq 5; & \quad 5 < z \leq 30; & \quad z > 30; \\ \varphi = 1; & \quad \varphi = 5/z; & \quad \varphi = 2.5/z; \end{aligned}$$

Где $\varphi = dw/dz$.

Укажем смысл остальных величин, входящих в уравнение (6.1).

T_s – температура поверхности горящего пороха, находится из закона газификации поверхности, причем, $T_s = (E/2R)/[\ln(A) - \ln(m)]$ (E энергия активации и постоянная A известны). $Q = Q(m, p)$ – тепловыделение в к-фазе пороха, данная функция аргументов p (давление) и m (массовая скорость горения) также обычно известна (см. комментарии к пятой главе). $c \approx a_1 - b_1/T$ (a_1, b_1 – экспериментальные постоянные).

Температура горения T_f обычно известна из термодинамических расчетов или из термопарных измерений.

Наконец, функция скорости тепловыделения в газе $\Phi[T(x)]$ строилась по специальной расчетной программе обработки температурного профиля волны горения, полученного в условиях отсутствия эрозии. Расчет проводился на ЭВМ (см. [44]). Искомая функция представлялась обычно в табличной форме.

Математическая задача (6.1) – (6.2) решалась методами установления и прогонки. Согласно первому методу, в правой части уравнения (6.1) вместо нуля ставилась производная (dT/dt) и, формально, исходное уравнение становилось нестационарным уравнением в частных производных. Однако искались только такие решения нестационарного уравнения, которые удовлетворяли условию $(dT/dx) = 0$. Собственно решение нестационарного уравнения, с учетом указанного условия, находилось методом прогонки (см. [44 - 45]). Суть его заключается в том, что на область интегрирования уравнения накладывается прямоугольная сетка прямых линий с определенным шагом по оси x и по оси времени t . Первые и вторые производные, а также переменные параметры, входящие в уравнение, в каждом узле сетки, заменяются соответствующими разностями, и уравнение преобразуется в конечно – разностную форму. Затем, по определенным правилам, находятся сеточные и прогоночные коэффициенты. С помощью прогоночных коэффициентов, при фиксированном шаге по оси времени, составляется система из n линейных алгебраических уравнений (n – число шагов по оси

x), которая и решается на ЭВМ с соблюдением граничных условий (6.2). Затем шаг по оси времени увеличивается на единицу и составляется новая система линейных алгебраических уравнений и осуществляется ее решение. После чего проводится оценка разностей $|T_{ij} - T_{ij+1}|$ (i- номер шага по оси x, j- номер шага по оси времени t) и находится число $e_i = |T_{ij} - T_{ij+1}|/T_{ij}$. Если для всех e_i выполнялось условие: $e_i \leq k$ ($k = 0.001$), то расчет прекращался, если хотя бы в одном случае такое требование не соблюдалось, то шаг по времени увеличивался еще на единицу и расчет повторялся. Для того, чтобы запустить расчетную схему в действие, в начальный момент времени задавался исходный температурный профиль T_{i0} в виде ступеньки: $T_{i0} = 480^0 \text{ K}$, $0 < i \leq D/2$; $T_{i0} = T_f$, $D/2 < i \leq D$ (D – протяженность области интегрирования по оси x). В процессе счета ступенька трансформировалась в плавную кривую $T_i(x)$, характеризующую фронт волны горения пороха в газовой фазе.

В новом варианте эрозионной модели вместо погранслоя (6.3) использовались другие структуры пограничных течений. В частности, если требовалось исследовать влияние неизотермичности потока на коэффициент эрозии, применялась двухслойная модель, которая в математической форме задавалась для турбулентного ядра формулами:

$$\begin{aligned} w_n &= (\psi s)w_0 + (1/2)(1 - \psi s)(\Psi_n)^{1/2}k_0(w_0)^2 \\ \varphi_n &= dw/dz_n = \varphi_0 A_T (\Psi_n)^{1/2} [(\psi s)^{1/2} + (1 + \psi s)(\Psi_n)^{1/2}k_0 w_0]; \end{aligned} \quad (6.4)$$

Где $w_0 = 11.5 + 2.5 \ln(z)$ – распределение скорости движения по сечению ядра изотермического двухслойного потока на гладкой стенке (см. [42]), $\psi s = T_s/T_f$ – фактор неизотермичности. Температура горячей поверхности T_s находилась из закона газификации пороха (см. выше). Безразмерная координата $z_n = xK_{pn}$, причем, коэффициентом турбулентности K_{pn} необходимо было задаваться. Производная $\varphi_0 = 2.5/z$, отношение безразмерных координат $z_n/z \approx (\Psi_n)^{1/2} [(1 + \psi s)/2]^{3/2} = \text{const}$.

Постоянные величины A_T и k_0 были равны: $A_T = [(1 + \psi s)/2]^{3/2}$, $k_0 = (\zeta_0/8)$. Коэффициент трения Дарси для изотермического потока на гладкой стенке $\zeta_0 = \zeta_0(\text{Re}_0)$. Где число Рейнольдса для изотермического течения можно выразить через параметры, сравниваемого с ним, неизотермического потока по формуле:

$$\text{Re}_0 = K_{pn}(\Psi_n)^{1/2} d [(1 + \psi s)/2]^{3/2} (1/k_0) \quad (d - \text{диаметр канала}).$$

Относительный коэффициент трения неизотермического потока на гладкой стенке Ψ_n находился методами теории относительного закона трения (см. ниже) и вычислялся по формуле $\Psi_n \approx 4/[1 + (\psi s)^{1/2}]^2$. Сравнение стандартного и реального потоков проводилось по равенству чисел Рейнольдса, построенных на толщине потери импульса. Если

реальный поток находился на проницаемой стенке, то его сравнение со стандартным течением осуществлялось по равенству коэффициентов турбулентности (см. выше).

В ламинарном подслое, неизотермического погранслоя, профиль безразмерной скорости находился по выражению:

$$\begin{aligned} \omega_n &= [2/(1 + \psi_s)] [1/(\Psi_n)^{1/2}] z = z_n & (6.5) \\ \varphi_n &= d\omega_n/dz_n = 1 \end{aligned}$$

Безразмерная координата z менялась в пределах $0 < z < 11.5$.

Уравнения погранслоя (6.4) и (6.5) получены, как отмечалось ранее, методами теории относительного закона трения. В ее основу положена идея представления профиля скорости реального потока, как возмущенного профиля скорости стандартного течения, под которым понимается изотермический поток на гладкой непроницаемой стенке. Основное соотношение указанной теории, позволяющее получить безразмерный профиль в турбулентном ядре возмущенного погранслоя (т. е. - с учетом факторов неизотермичности, вдува массы газа в поток и шероховатости стенок канала) имеет вид (см. [42]):

$$\int_{\omega}^1 (\hat{\tau}_o / \hat{\tau}) (\rho / \tilde{\rho})^{1/2} d\omega = (\Psi)^{1/2} \int_{\omega_0}^1 d\omega_0 \quad (6.6)$$

Где $\omega = u(x)/u_m$ – безразмерная скорость возмущенного потока, u_m – скорость движения на оси канала (или – вдали от плоской поверхности). Безразмерное касательное напряжение $\hat{\tau}_o = (\tau_o / \tau_o)$, τ_o – касательное напряжение трения в ядре стандартного (невозмущенного) потока, τ_o – касательное напряжение на непроницаемой стенке канала. $\hat{\tau} = (\tau / \tau)$, τ – касательное напряжение в ядре возмущенного потока, τ – напряжение на проницаемой стенке. $\rho(\omega)$ – текущая плотность течения в проходном сечении, $\tilde{\rho}$ – плотность изотермического потока. $\omega_0 = u_o(x)/u_m$ – безразмерный профиль скорости стандартного течения.

Одним из важнейших параметров в (6.6) является относительный коэффициент Ψ , который можно приближенно представить в виде произведения коэффициентов (см. [42]):

$$\Psi \approx \Psi_h \Psi_b \Psi_n \quad (6.7)$$

Где $\Psi_h = \zeta_h/\zeta_0$; $\Psi_b = \zeta_b/\zeta_0$; $\Psi_n = \zeta_n/\zeta_0$. – относительные коэффициенты трения в случае сильно развитой шероховатости, проницаемой поверхности и неизотермичности потока в проходном сечении, соответственно. ζ_0 – коэффициент трения Дарси на гладкой непроницаемой стенке (находится по известным экспериментальным формулам гидродинамики (см. [43])). Остальные коэффициенты Дарси, входящие в (6.7), определяются либо экспериментально, либо расчетными методами теории относительного закона трения (подробно эти методы мы рассматривать не будем).

Построение безразмерного профиля скорости в ламинарном подслое основывалось на уравнениях Прандтля, которые можно представить в такой форме (см. [42]):

$$d\omega/dz \approx (\zeta/8)^{1/2} \text{ (a); } d\omega/dz_n \approx (\tilde{\eta}/\eta)(\zeta/8)^{1/2}; \text{ (b) } d\omega/dz_e \approx (\tilde{\eta}/\eta)(\zeta/8)^{1/2} + (\tilde{\eta}/\eta)b(\zeta/8)^{1/2}\omega; \text{ (c)}$$

Формула (а) пригодна для построения профиля в ламинарном изотермическом подслое на гладкой или шероховатой непроницаемой поверхности, следующая формула (b) – в ламинарном неизотермическом потоке на гладкой или шероховатой непроницаемой поверхности, наконец, последнее выражение (с) – использовалось для построения профиля скорости в ламинарном подслое неизотермического потока на проницаемой гладкой стенке.

Параметр b , входящий в (с) получил название фактора проницаемости и по определению равен: $b = 8m/(\rho u_m \zeta)$, m – массовая скорость горения пороха, ρ – плотность изотермического потока или средняя плотность неизотермического течения, u_m – скорость движения на оси канала, ζ – коэффициент трения (зависит от шероховатости, неизотермичности и проницаемости).

Поскольку числа Рейнольдса в экспериментах были $10^5 - 10^6$ и более, то толщины ламинарных подслоев были невелики (доли мм), поэтому принималось, что среднее значение динамической вязкости $\tilde{\eta}$ практически мало отличалось от текущего значения этой величины, а точнее: $\tilde{\eta} \approx \eta \approx \eta(T_s)$ (T_s – температура поверхности горящего пороха).

В эрозионной модели Зельдовича – Новожилова вместо безразмерной скорости ω применялась безразмерная величина $w = u(x)/u_*$, где u_* – динамическая скорость (см. выше). Опираясь на закон дефекта скорости в ядре любого турбулентного потока несложно показать, что w и ω связаны соотношением: $\omega = w(\zeta/8)^{1/2}$

На основании системы уравнений (6.6), (6.7), а также - (а), (b) и (с) можно найти математическое выражение структуры безразмерной скорости возмущенного потока в

его ядре и ламинарном подслое. Напомним, что уравнение (6.7) необходимо дополнялось экспериментальными или теоретическими зависимостями, позволяющими вычислять коэффициенты трения в разных условиях движения, т. е. в условиях развитой шероховатости стенок, наличия проницаемости стенок канала, неизотермичности потока (эти факторы можно было учитывать вместе или раздельно, см. (6.7)).

Заканчивая краткое изложение содержания шестой главы, отметим основные выводы.

- Предложен метод определения толщины термопары, обеспечивающий запись температурного фронта волны эрозионного горения пороха без существенных погрешностей.
- Проведено микроскопическое исследование шероховатости поверхности пороха и изложена акустико – вихревая гипотеза ее формирования в процессе эрозионного горения. Проведены экспериментальные исследования по определению коэффициентов эрозии при больших скоростях обдува (450 – 600 м/с).
- Разработан новый вариант эрозионной модели Зельдовича – Новожилова. В частности, существенно изменена гидродинамическая часть модели таким образом, чтобы можно учесть влияние на коэффициент эрозии таких реальных факторов как: шероховатость стенок канала, неизотермичность потока в проходном сечении, проницаемость стенок канала (вдув массы газа с горячей поверхности).

Показано, что наиболее удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных значений коэффициента эрозии наблюдается при учете фактора неизотермичности потока в поперечном сечении. Совместное влияние вдува массы и неизотермичности потока значительно сближает экспериментальные и расчетные значения коэффициента эрозии только в области сравнительно небольших скоростей обдува (до 250 – 300 м/с). В зоне больших скоростей (выше примерно 400 м/с) различие в указанных значениях становятся значительными, что, по-видимому, связано с не учетом сжимаемости газа, которое сопровождается, как известно, дополнительным теплоподводом в газовый поток (энтальпия его возрастает).

Седьмая глава (Горение порохов в переменных внешних условиях)

В данной главе собраны данные по дифференциальным коэффициентам некоторых индивидуальных веществ, порохов и полимеров GAP. Много места отводится методам получения дифференциальных коэффициентов ν , μ , τ , k и оценки погрешностей, которые

возникают при вычислении этих величин. Методы вычисления дифференциальных характеристик можно разделить на прямые и непрямые. Первые, основаны на определениях, или формулах:

$$\begin{aligned} v &= [\delta \ln(u)/\delta p]_{T_0} \quad (a); & r &= (\delta T_s/\delta T_0)_p \quad (b); & \mu &= [\delta T_s/\delta \ln(p)]_{T_0}/(T_s - T_0) \quad (c); \\ k &= \beta(T_s - T_0) \quad (d); & \beta &= [\delta \ln(u)/\delta T_0]_p \quad (e); \end{aligned}$$

Где u – линейная скорость горения вещества (пороха), p – давление, T_s – температура горячей поверхности, T_0 – начальная температура.

δT_s , δT_0 , δp , $\delta \ln(u)$, $\delta \ln(p)$ – малые приращения величин T_s , p и T_0 , а также – малые приращения натуральных логарифмов величин u и p .

Методы второй группы основаны на использовании как определений (а) – (е), так и закона газификации (низкотемпературного пиролиза), который установлен практически для всех исследованных в данной работе соединений (см. главы II – IV диссертации).

При вычислении коэффициентов по прямым методам возникают значительные погрешности, связанные с операцией дифференцирования. Используя формулу для определения погрешности величины, получающейся при косвенных измерениях (см. [46]) можно найти соотношения для оценок максимальных относительных погрешностей дифференциальных коэффициентов:

$$\begin{aligned} \Delta r &\approx \{[\delta T_s/(T_{s1} - T_{s0})]^2 + [\delta T_0/(T_{01} - T_{00})]^2\}^{1/2} \quad (a); & (7.1) \\ \Delta \beta &\approx \{(\delta u/u)^2 + [1/(T_{01} - T_{00}) - \beta]^2(\delta T_0)^2\}^{1/2} \quad (b); \end{aligned}$$

Где $\Delta r = (\delta r/r)_m$ – относительная максимальная погрешность вычисления коэффициента r . $\Delta \beta = (\delta \beta/\beta)_m$ – максимальная относительная погрешность параметра β .

При вычислении r и β , абсолютные погрешности δT_s , δT_0 и δu считались известными. Оценки показали, что $\Delta \beta \leq \pm (20 - 30) \%$. Однако величина Δr нередко достигала $\pm 100 \%$ и более. Таким образом, прямой метод определения параметра r сопряжен с возможностью получения недопустимо больших погрешностей при определении его значения. Поэтому для нахождения r использовался непрямой метод (см. ниже). Что касается коэффициентов v и μ , то их максимальные относительные погрешности находились согласно выражениям:

$$\begin{aligned} \Delta v &\approx \{(\delta u/u)^2 + [(1 - v)/p + 1/(p_1 - p_0)]^2(\delta p)^2\}^{1/2} \quad (a); & (7.2) \\ \Delta \mu &\approx \{[\delta T_s/(T_s - T_0)]^2 + [\delta p/(p_1 - p_0)]^2\}^{1/2} \quad (b); \end{aligned}$$

В этих формулах $\Delta v = (\delta v/v)_m$; $\Delta \mu = (\delta \mu/\mu)_m$. Расчеты показали, что $\Delta v = \pm 20\%$, а $\Delta \mu = \pm 40\%$. Процедуру вывода соотношений (7.1) и (7.2) нетрудно понять на примере вывода одного из них, например (7.2)а. Согласно определению v (см. выше) $v = v(u, p)$. Поэтому $dv = (\partial v/\partial u)_p du + (\partial v/\partial p)_u dp$. Но $(\partial v/\partial u)_p = -v/u$ (см. определение (а)), производная $(\partial v/\partial p)_u = (1/u)(\partial u/\partial p) - (p/u^2)(\partial u/\partial p)^2 + (p/u)[\partial/\partial p(\partial u/\partial p)] \approx$
 $v/p - v^2/p + (p/u)[(u_1 - u)/(p_1 - p)][1/(p_1 - p_0)]\{1 - [(p_1 - p)/(p - p_0)][(u - u_0)/(u_1 - u)]\}$.

Где p_1, p, p_0 – значения давления, причем $p_1 > p > p_0$ (небольшие вариации давления около основного значения p). Понятно, что $u_1 > u > u_0$ – скорости горения пороха, соответствующие давлениям p_1, p и p_0 . Если положить, что $(p/u)[(u_1 - u)/(p_1 - p)] \approx v(u, p)$, то максимальное значение производной $(\partial v/\partial p)_u = (\partial v/\partial p)_m \approx v/p - v^2/p + v/(p_1 - p_0)$.

Учитывая выражения для производных $(\partial v/\partial u)_p$ и $(\partial v/\partial p)_m$, а также заменяя дифференциалы du и dp погрешностями δu и δp , приходим к формуле (7.2)а. Таким же образом находятся и остальные равенства (7.1) и (7.2).

В непрямом методе, как отмечалось выше, используется закон газификации поверхности горения пороха в виде $m^2 = B(RTs^2/E)\exp(-E/RTs)$ (B – некоторая постоянная). Считая T_s и m функциями начальной температуры T_0 и дифференцируя закон газификации по T_0 , приходим к зависимости:

$$r = \beta \{E/2RT_s^2 - T_0/[T_s(T_s - T_0)]\}^{-1} \quad (*)$$

Где E – энергия активации, а остальные обозначения соответствуют тем, которые входят в определения коэффициентов r и β .

Оценка величин, входящих в формулу (*) показало, что $E/2RT_s^2 \gg T_0/[T_s(T_s - T_0)]$, а погрешность величины $E/2RT_s^2$ много меньше погрешности коэффициента β . Поэтому, в первом приближении: $\delta r \approx \delta \beta/K$ ($K = E/2RT_s^2$), или –

$$\Delta r \approx \Delta \beta \quad (7.3)$$

Таким образом, относительная погрешность определения коэффициента по непрямому методу близка к погрешности коэффициента β , т. е. $\Delta r \approx \pm 30\%$. Такая погрешность вполне допустима в практике горения.

В седьмой главе представлены таблицы дифференциальных коэффициентов гексогена, октогена, GAP и ряда баллистических порохов, с указанием величин погрешностей, связанных с определением этих коэффициентов.

Основное назначение перечисленных выше дифференциальных коэффициентов в исследовании горения заключается в том, что они служат параметрами функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие давление (или иного фактора).

Как показано Новожиловым (см. [47]), линейная функция отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие давления имеет вид:

$$U_{\eta} = [v + \delta(z_1 - 1)]/[1 + r(z_1 - 1) - k(z_1 - 1)/z_1] \quad (7.4)$$

Где $U_{\eta} = V/\eta$, $V = u/u_0$, $\eta = p/p_0$ (u_0 , p_0 – стационарные скорость горения и давление).

$\delta = vr - \mu k$, $k = \beta(T_s - T_0)$, v , μ , β – дифференциальные коэффициенты; z_1 – комплексный аргумент, равный $z_1 = (1/2)[1 + (1 + 4jw^*)^{1/2}]$, $w^* = wt_0$ – безразмерная частота давления (t_0 – время релаксации прогретого слоя стационарно горящего пороха).

Можно выделить действительную и мнимую части (7.4). Первая из них характеризует амплитуду отклика на гармоническое возмущение, а вторая – фазовый сдвиг отклика системы. Функция U_{η} описывает свойство горячей системы, которое является, по существу, ее внутренним качеством. Реальная часть $\text{Re}(U_{\eta})$ функции U_{η} имела всегда некоторый максимум $[\text{Re}(U_{\eta})]_m > v$.

Для большинства изученных горючих веществ в данной работе получены функции U_{η} и представлены в графическом виде их действительные части (или –действительные и мнимые части вместе). Для некоторых составов, в процессе их горения, обнаружено явление плавления в к-фазе. В настоящей работе предложена модель построения функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие давления с учетом плавления в неоднородной к-фазе. Модель неоднородной к-фазы принята согласно работе [48]. Считалось, что в процессе горения, к-фаза состояла из жидкой и твердой областей, разделенных плоскостью (границей) плавления. Теплоемкости отмеченных областей считались одинаковыми, а теплопроводности – существенно разными. Метод построения функции отклика скорости горения полностью соответствовал методу построения функции U_{η} . Однако потребовались некоторые значительные упрощения с целью получения достаточно простого уравнения для функции отклика скорости горения с учетом плавления в к-фазе U_L . Конкретный вид этой функции можно представить таким образом:

$$U_L = [v + \delta(LB_0Q/2 - 1)]/[1 + r(LB_0Q/2 - 1) - k_1 - jLk_1(M - NQ/2)/w^*] \quad (7.5)$$

В приведенном выражении $L = \lambda_k/\lambda_L$ (λ_k , λ_L – коэффициенты теплопроводности твердой и жидкой областей к-фазы), $B_0 = 1 + q$, $q = Qm/[c_k(T_{so} - T_0)]$, Qm – теплота плавления к-фазы, T_{so} – температура поверхности стационарно горящего пороха (c_k – удельная

теплоемкость к-фазы). $k_1 = kB_0$, $k = \beta(T_{so} - T_0)$. Q , M и N – комплексные функции, равные:

$$Q = [1 + z(A_1^z + 1)/(A_1^z - 1)]; z = (1/2)(1 + j4w^*/L)^{1/2}; A_1 = A(1 + LH_1); A = B_0/(\theta m + q);$$

$\theta m = (T_m - T_0)/(T_{so} - T_0)$; T_m – температура плавления вещества (постоянная величина); H_1 – амплитуда колебания поверхности плавления (неизвестная величина, находилась из условия раскрытия неопределенности функции U_L при $w^* = 0$, причем действительная часть должна удовлетворять условию: $\text{Re}[U_L(w^* = 0)] = v$).

$$M = L^2 E k_2 (A_1/A) + L E k_2 (A_1)^{(1-z)/2}; k_2 = (1/2)[1 - (1 + j4w^*/L)^{1/2}]; E = \theta m - LB_0/A.$$

$$N = LB_0(A_1/A) + E(A_1)^{(1-z)/2}.$$

Можно, как в случае без плавления, выделить действительную и мнимую части функции U_L , предварительно раскрыв неопределенность этой функции при $w^* = 0$. Однако не будем останавливаться на этом подробно. Отметим только, что в данной работе построены реальные и мнимые части функции U_L для октогена и гексогена и даны графики этих частей. Оказалось, что с учетом плавления $\text{Re}(U_L) \leq \text{Re}(U_\eta)$, что означает повышенную устойчивость системы с плавлением на внешнее гармоническое воздействие в сравнении с системой без плавления.

Заканчивая краткое изложение седьмой главы, отметим основные результаты:

- получены уточненные данные по дифференциальным коэффициентам октогена, некоторых баллиститных порохов и вещества GAP. Получен полный набор дифференциальных параметров гексогена.
- предложены более точные формулы по вычислению максимальных относительных погрешностей дифференциальных коэффициентов v , β , μ и γ , возникающих при их нахождении прямым методом.
- получил развитие не прямой метод определения дифференциальных коэффициентов, позволивший существенно снизить величину погрешностей, связанных с вычислением этих коэффициентов.
- разработана методика получения дифференциальных коэффициентов в случае эрозионного горения и рассмотрено построение линейной функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие скорости обдува при постоянном давлении.
- разработана и опробована модель построения линейной функции отклика скорости горения пороха на гармоническое воздействие давления с учетом плавления в неоднородной к-фазе.
- рассчитаны и представлены в графическом виде линейные функции отклика скорости горения на гармоническое воздействие давления без учета плавления некоторых

баллиститных порохов и вещества GAP. Рассчитаны и представлены линейные функции отклика на гармоническое воздействие давления с учетом плавления к-фазе и без учета плавления таких веществ, как гексоген и октоген.

Основные выводы по диссертации.

1- Предложен структурный (или – экспериментально расчетный) подход к исследованию горения, включающий набор экспериментальных и расчетных методик, позволяющих построить осредненный профиль волны стационарного горения вещества, найти его параметры зон горения, выявить основные макрокинетические черты механизма горения и определить набор дифференциальных коэффициентов. Дифференциальные коэффициенты, в свою очередь, давали возможность построить линейную функцию отклика скорости горения вещества на гармонические возмущения внешних параметров (давления, скорости обдува). Функция отклика служила характеристикой поведения скорости горения пороха в нестационарных условиях горения.

2- Структурный подход оказался полезным и при исследовании некоторых специфических нестационарных процессов горения таких как: зажигание пороха горячим газовым потоком, эрозионное горение в условиях переменной скорости обдува и др.

3 – Экспериментально – расчетными методами исследовано стационарное горение некоторых индивидуальных веществ (таких как: гексоген, октоген, Ц-2 и Д-2), GAP соединений, баллититных порохов с добавками и некоторых перспективных смесевых систем. Получены осредненные профили волн горения перечисленных веществ, их параметры зон горения, установлены некоторые основные макрокинетические закономерности стационарного процесса горения. В частности, показано, по крайней мере, в первом приближении, наличие для всех изученных систем плоского фронта горения, узкой зоны в к-фазе и широких зон в газовой фазе горения. Определены законы газификации поверхности перечисленных выше веществ и обнаружены некоторые другие общие закономерности. Предложен метод определения верхней границы нормального горения по давлению для горючих пористых материалов, учитывающий параметр широких зон в газовой фазе горения.

4 - Найдены дифференциальные коэффициенты для таких веществ как: гексоген, октоген, GAP1U и ряда баллиститных порохов с добавками. Получили дальнейшее развитие прямой и непрямой метод определения дифференциальных коэффициентов и установлены максимальные относительные погрешности, возникающие при нахождении указанных коэффициентов разными методами.

5- Созданы некоторые расчетные методы для корректного использования термодинамической методики в условиях скоротечного прогрева пороха до состояния воспламенения и в условиях быстро меняющейся температуры газовой подвижной среды.

6- Предложена зависимость времени зажигания пороха газовым потоком, как функция ряда параметров, характеризующих сопутствующие скоротечному зажиганию нестационарные явления, такие как: установление пограничного слоя в канале, релаксацию очагов зажигания в режим камерного давления и др. Предложена модель движения волны зажигания по длинному пороховому каналу. Установлена эмпирическая зависимость времени зажигания укладки пороховых трубок от ряда параметров, а именно: плотности заряжения по воспламенителю, времени истечения из открытой камеры, наличию утеплителя, конфигурации порохового заряда и начальной температуры.

7- Предложен новый вариант эрозионной модели Зельдовича – Новожилова, позволяющий учитывать такие реальные факты гидродинамической обстановки как: шероховатость стенок порохового канала, неизотермичность потока, вдув массы газа в основной поток с горящих стенок. Показано, что наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных значений коэффициента эрозии наблюдается при учете неизотермичности газового потока.

8 - Рассчитаны и представлены графически линейные функции отклика скорости горения на гармоническое воздействие давления U_n ряда веществ: октогена, гексогена, порохов с добавками и GAP1U.

Предложена модель построения линейной функции отклика скорости горения на гармоническое воздействие давления с учетом плавления в неоднородной к-фазе U_L . Рассчитаны и представлены графически функции отклика с учетом плавления для октогена и гексогена. Установлено, что $Re(U_L) \leq Re(U_n)$.

Публикации по теме диссертации.

[1]- Зенин А. А., Финяков С. В. Механизм горения пороха в потоке газа./ Тезисы докладов первого Всесоюзного симпозиума по макрокинетике и химической газодинамике, т. 1 часть 1. Черногловка, 1984. С. 32.

[2]- Зенин А. А., Финяков С. В. Расчет структуры газовой зоны горения газифицирующих веществ. / Тезисы докладов первого Всесоюзного симпозиума по макрокинетике и химической газодинамике, т.1 часть 1. Черногловка, 1984. С. 37.

- [3]- Зенин А. А., Финяков С. В. Влияние обдува на физику горения порохов / В сборнике: материалы 9 Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. Черноголовка, 1986. С. 21.
- [4]- Зенин А. А., Финяков С. В. Зажигание пороха газовым потоком / Тезисы докладов 4 Международного семинара по структуре пламен. Новосибирск, 1992. С. 63.
- [5]- Зенин А.А., Пучков В. М., Финяков С. В. Характеристики волн горения октогена при различных давлениях и начальных температурах // ФГВ, 1998. т. 34, № 2. С. 59.
- [6]- Зенин А. А., Финяков С. В. Характеристикм волн горения гексогена при различных давлениях и температуре // ФГВ, 2006. т.42, № 5. С. 32.
- [7]- Зенин А. А., Финяков С. В. И др. К механизму катализа в волнах горения современных баллиститных порохов // ФГВ, 1999. т. 35, № 6. С. 75.
- [8]- Зенин А. А., Финяков С. В. Зажигание пороха горячим газовым потоком // ФГВ, 1995, т. 32, № 4. С. 25.
- [9]- Финяков С. В. Структура поверхности горения пороха в условиях обдува // ФГВ, 2002. т. 38, № 2. С. 62.
- [10]- Финяков С. В. Функция отклика скорости горения пороха на пульсации давления при плавлении на горячей поверхности // Химическая физика, 2003. т. 22, № 9. С. 59.
- [11]- Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В. и др. Влияние октогена на механизм горения баллиститных порохов // ФГВ, 1996. т. 32, № 3. С. 42.
- [12]- Finjakov S. V., Zenin A. A. Partial Burn Laws in Propellant Erosive Burning // Defense Science Journal, V. 49, No 2, 1999. P. 159.
- [13]- Зенин А. А., Финяков С. В. и др. Температурные коэффициенты параметров зон горения порохов, содержащих нитроамины // Химическая физика, 1999. т. 18, № 9. С. 73.
- [14]- Зенин А. А., Финяков С. В. Функция отклика скорости горения нитроаминсодержащих порохов и октогена по данным микротермопарным измерениям. // ФГВ, 2000. т. 36, № 1. С. 12.
- [15]- Zenin A. A., Finjakov S. V. Physics pf GAP Combustion // 38 th AIAA, Aerosp. Sciences Meeting 2000. V. 36, No 1. P. 12.
- [16] – Zenin A. A., Finjakov S. V. Unified Dependencies for Temperature Sensitivities of Combustion Rate and Surface Temperature / Материалы конференции памяти Зельдовича. Москва, 1994. С. 146.
- [17]- Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В. Горение октогена при вариации давления и начальной температуры / Материалы 11 Российского Симпозиума по горению и взрыву, т.1 часть 2. Черноголовка, 1996. С. 214.

- [18] – Зенин А. А., Пучков В. М., Ибрагимов Н. Г., Финяков С. В. Температурные коэффициенты параметров волн горения порохов, содержащих нитроамины // Химическая физика, 1999. т. 18, № 9. С. 73.
- [19]- Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В. и др. Влияние октогена на механизм горения баллистических порохов // ФГВ, 1996. т. 32, № 3. С. 42.
- [20] – Zenin A. A., Puchcov V. M., Finjakov S. V., Kusnezov G. P. Burning Wave Parameters and Nitramine Combustion Mechanism // 26- th Symposium on Combustion. Proceeding of Accepted Papers. Napoly, 1996. P. 752
- [21]- Финяков С. В. Кандидатская диссертация М. ИХФ РАН, 1992 – 320 С.
- [22]- Зенин А. А., Финяков С. В. Функции отклика скорости горения октогена и гексогена с учетом плавления // ФГВ, 2007. т. 43, № 3. С. 72.
- [23]- Zenin A. A., Finjakov S. V. Puchcov V. M. Thermal Structure of HMX steady Combustion Waves // 25-th Symposium on Combustion. Proceeding of Working – Progress. Pittsburg, 1994. P. 326.
- [24]- Zenin A. A., Finjakov S. V Physics of GAP Combustion // 38-th AIAA Aerospce. Sciences Meeting and Exh. Reno, Nevada. 2000. P. 1 – 10.
- [25] - Zenin A. A., Finjakov S. V. Partial Burn Laws in Propellant Erosive Burning // Defense Science Journal. New Dele. India, 1999. V. 49, No 2. P.159.
- [26]- Zenin A. A., Finjakov S. V. Puchcov V. M Physics ADN Combustion // 37-th AIAA Aerosp. Sciences Meeting and Exh. Reno, Nevada. 1999. P. 1 – 9.
- [27]- Зенин А. А., Финяков С. В. Нелинейные функции отклика скорости горения баллистических порохов // ФГВ, 2007. т. 43, № 6. С. 71.

Список используемой литературы.

- [28]- Зенин А. А. Докторская диссертация. ИХФ АН СССР, М. 1967.
- [29]- Зенин А. А. Процессы в зонах горения баллистических порохов / В книге: Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980. С. 68 – 104.
- [30]- Зенин А. А., . Характеристики волн горения гексогена при различных давлениях и начальных температурах // ФГВ, 2006. т. 42, № 5. С. 32.
- [31]- Мищенко С. В., Черепенников И. А., Кузмин С. Н. Расчет теплофизических свойств веществ. Издательство Воронежского государственного университета, 1991. – 208 С.
- [32]- Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973. – 320 С.
- [33]- Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление. Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 С.

- [34]- **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е., Бобрышев В. П.** Моделирование процессов горения твердых топлив. Новосибирск: Наука, 1985. – 360 С.
- [35]- **Андреев К. К., Беляев А. Ф.** Теория взрывчатых веществ. М.: Оборонгиз, 1960.
- [36]- **Беляев А. Ф., Боболев В. К., Коротков А. И. и др.** Переход конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973. – 292 С.
- [37]- **Денисюк А. С., Марголин А. Д., Токарев Н. П. и др.** Роль сажи при горении баллиститных порохов с свинцовосодержащими катализаторами // ФГВ, 1977. т. 13, № 4. С. 576.
- [38]- **Лыков А. В.** Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978. – 480 С.
- [39]- **Лыков А. В.** Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. – 599 С.
- [40]- **Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г.** Динамические режимы зажигания // ФГВ, 1968. т. 4, № 1. С. 20.
- [41]- **Вилунов В. М.** // ФГВ, 1995. т. 32, № 4. С. 25.
- [42]- **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 320 С.
- [43]- **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. М.: Главная редакция физико-математической литературы, издательство Наука, 1978. – 736 С.
- [44]- **Беляев А. А., Кулешов В. В., Лейпунский О. И. и др.** Горение пороха Н в турбулентном потоке // Химическая физика. 1982, т. 1, № 10. С. 1421.
- [45]- **Березин Н. С., Жидков Н. П.** Методы вычислений. Том второй М.: Издательство физико-математической литературы, 1972. – 619 С.
- [46]- **Грановский В. А., Сиряя Т. Н.** Методы обработки экспериментальных данных при измерениях Л.: Энергоатомиздат, Ленинградское отделение, 1990. – 288 С.
- [47]- **Новожилов Б. В.** Горение энергетических материалов в акустическом поле (обзор) // ФГВ, 2005. т. 41, № 1. С. 116.
- [48]- **Гусаченко Л. К.** Влияние плавления на устойчивость горения квазигомогенных составов. Метод Зельдовича – Новожилова // ФГВ, 1998. т. 34, № 4. С. 26.