

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Тольяттинский государственный университет»

Институт математики, физики и информационных технологий
(наименование института полностью)

Кафедра Прикладная математика и информатика
(наименование)

01.03.02 Прикладная математика и информатика
(код и наименование направления подготовки / специальности)

Компьютерные технологии и математическое моделирование
(направленность (профиль) / специализация)

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА (БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА)

на тему «Моделирование работы баллистической системы при использовании составов прогрессивной формы»

Обучающийся

В.Г. Балашов

(Инициалы Фамилия)

(личная подпись)

Руководитель

к.п.н., доцент, О.М. Гущина

(ученая степень (при наличии), ученое звание (при наличии), Инициалы Фамилия)

Консультант

к.п.н., доцент, Т.С. Якушева

(ученая степень (при наличии), ученое звание (при наличии), Инициалы Фамилия)

Тольятти 2023

Аннотация

Выпускная квалификационная работа на тему: «Моделирование работы баллистической системы при использовании составов прогрессивной формы».

Ключевые слова: баллистическая система, классическая схема выстрела, математическая модель, дегрессивные, прогрессивные формы порохов.

Объём работы - 58 страниц, представлены 15 рисунков. При написании работы использовались 22 источника.

Цель работы: результаты решения ОЗВБ при применении порохов прогрессивной формы методом Рунге-Кутты.

Практическая значимость работы заключается в том, что выбранный метод решения имеет новизну и в дальнейшем может быть использован при разработке баллистических систем классической схемы выстрела.

Структурно работа состоит из двух глав. Первая – содержит анализ предметной области, вторая – включает разработку метода решения ОЗВБ и реализацию модельных решений ОЗВБ.

Abstract

The title of the graduation work is “Modeling the operation of a ballistic system when using progressive form compositions”.

Key words: ballistic system, classical shot scheme, mathematical model, regressive, progressive propellant. The senior paper consists of 58 pages and 15 drawings. When writing the work, 22 sources were used. Object of study: a solution based on the thermodynamic approach of the MPIB of a classical ballistic system using progressively shaped gunpowder.

The purpose of the work: to obtain the results of the MPIB solution when using progressive propellant by the Runge-Kutta method.

The practical significance of the work lies in the fact that the chosen solution method has novelty, and it can be used in the development of ballistic systems of the classical shot scheme in the future.

The graduation work may be divided into two chapters. The first one is the subject area analysis, the second one is the development of the MPIB solving method and the implementation of the MPIB model solutions.

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1 Исследование классической схемы метания.....	7
1.1 Актуальные вопросы систем метания.....	7
1.2 Описание классической схемы метания.....	8
1.3 Исследование процесса горения пороха.....	20
Глава 2 Разработка и программная реализация математической модели классической схемы в рамках термодинамического подхода.....	38
2.1 Основная задача внутренней баллистики.....	38
2.2 Программная реализация модели.....	44
2.3 Анализ результатов.....	48
Заключение.....	52
Список используемой литературы и используемых источников.....	54
Приложение А Программа расчета баллистических параметров на C++.....	56

Введение

В настоящее время актуальным применением моделей внутренней баллистики является создание и апробация методов моделирования быстропротекающих процессов, проходящих при выстреле. Эта задача тесно связана с управлением протекания внутренних процессов при выстреле.

Актуальной может быть и задача на основе нульмерной постановки при использовании термодинамического подхода. В этом приближении может проводиться исследование, например, процесса горения порохов сложной формы, с которым приходится сталкиваться при моделировании систем классической схемы выстрела.

Использование предлагаемого подхода математического моделирования артиллерийского выстрела позволит более достоверно рассчитать параметры исследуемой баллистической системы, чтобы выяснить, каким образом обеспечить наилучшее функционирование баллистической системы для достижения заданной дульной скорости при заданных ограничениях по максимальным допустимым давлениям в баллистической системе. Таким образом, при наличии и использовании разработанного алгоритма, а также производительных современных вычислительных систем, исследователи получают способ, позволяющий адекватно описывать процессы, происходящие при использовании прогрессивных порохов в классических системах при использовании традиционной схемы метания.

Объект исследования – баллистические процессы на основе термодинамического подхода, происходящие во время функционирования систем классической схемы метания.

Предмет исследования – результаты, получаемые в случае применения прогрессивно горящих зерновых порохов при решении прямой задачи внутренней баллистики для систем классической схемы метания.

Цель работы – постановка задачи определения баллистических параметров на основе термодинамического подхода для классической схемы

метания при использовании прогрессивных порохов и её решение методом Рунге - Кутты.

Для достижения поставленной в работе цели необходимо решить следующие задачи.

- исследовать классическую схему метания, используемую в баллистических системах;
- выполнить постановку задачи определения баллистических параметров систем на основе термодинамического подхода в случае применения прогрессивно горящих зерновых порохов;
- разработать математическую модель классической схемы метания в рамках термодинамического подхода и выполнить ее программную реализацию.

Методы исследования – математическое моделирование, классическая схема метания, метод Рунге - Кутты.

Практическая значимость бакалаврской работы заключается в разработке программы, реализующей математическую модель классической схемы метания в рамках термодинамического подхода.

Данная работа состоит из введения, двух глав, заключения и списка используемой литературы.

Первая глава работы посвящена анализу классической схемы метания.

Вторая глава работы посвящена разработке и программной реализации математической модели классической схемы метания в рамках термодинамического подхода.

В заключении описываются результаты выполнения выпускной квалификационной работы.

Бакалаврская работа состоит из 58 страниц текста, 15 рисунков, 1 таблиц и 22 источника.

Глава 1 Исследование классической схемы метания

1.1 Актуальные вопросы систем метания

Наиболее существенными особенностями классического подхода к решению основной задачи внутренней баллистики (ОЗВБ) являются абстрагирование от конкретных конструкций заряда и использование в расчетах средних значений термодинамических величин в пределах всего заснарядного пространства. Эти особенности, с одной стороны, определяют универсальность такого подхода и дают возможность с помощью относительно простых моделей рассчитывать интегральные характеристики широкого класса артиллерийских орудий, с другой стороны, ограничивают его возможности при проектировании высокоскоростных пушек с большими ω/q [13] и не позволяют его использовать для сравнительного анализа различных схем метания и выбора наиболее оптимальной конструкции метательного заряда, поскольку для любых конструкций применяется единая схема расчета, обусловленная одинаковыми допущениями. Необходимость повышения тактико-технических характеристик орудий поставила перед внутренней баллистикой ряд новых задач, которые не могли быть решены в рамках классического подхода.

Следующим шагом на пути дальнейшего совершенствования теории расчета и проектирования артиллерийских орудий по Русяку И. Г.: «стала разработка газодинамического направления, в которой приняли участие и многие Российские учёные. Работы отечественных [2],[3],[6],[7],[8],[10],[14],[15] и зарубежных авторов [16],[17],[18],[19],[20] были направлены на создание возможных улучшений в параметрах системы выстрела баллистических установок на порохе и артиллерийских орудий. Математический аппарат рассмотрен в работах [1],[7],[9].

Впервые ОЗВБ в газодинамической постановке методом характеристик была решена С. А. Бетехтиным (1947 г.) и А. П. Гришиным (1948 г.), В

дальнейшем это направление было развито в работах В. М. Ушакова (1971 г.).

В начале работы газодинамического направления базировались на гипотезе газопороховой смеси [2], суть которой состоит в том, что в каждой точке заснарядного пространства скорость пороховых частиц равна скорости газа. Несмотря на серьезность принятого допущения методологическое значение данной гипотезы велико. Такой подход позволил определить границы применимости классического метода и выявить колебательный характер, присущий баллистическому циклу»[13].

Ряд трудностей, противоречий и проблем, возникающих при термодинамическом подходе и при использовании газодинамической модели течения в рамках гипотезы газопороховой смеси, «могут быть успешно преодолены при помощи модели внутривольного течения, основанной на принципах механики гетерогенных сред и идее взаимопроникающих континуумов [11]. Эта модель особенно интенсивно начала разрабатываться в начале 70-х годов прошлого столетия после появления мощных электронных вычислительных машин и эффективных методов вычислительной математики. Суть ее состоит в раздельном описании неустановившегося движения фаз (продукты горения и не сгоревшие пороховые элементы), обладающих различными скоростями, температурами и плотностями. При этом уравнения баланса для этих фаз составлены таким образом, что учитываются обменные взаимодействия между ними, связанные с трением, теплообменом и горением»[13].

1.2 Описание классической схемы метания

Сложные физические процессы при выстреле из баллистической системы определяются «горением пороха в переменном объеме канала ствола и преобразованием тепловой энергии пороховых газов в механическую работу, расходуемую на сообщение снаряду, заряду и откатным частям орудия кинетической энергии и преодолением вредных сопротивлений. Часть тепла

поглощается стенками канала ствола. Оставшаяся часть вместе с газами выбрасывается в атмосферу. В целях описания физических процессов выстрела рассмотрим основные уравнения баллистики артиллерийского орудия и определим необходимые функциональные связи, в частности между давлениями на дно канала, дно снаряда и средним давлением в заснарядном объеме, а также функции формы пороховых элементов» [11].

На рисунке 1 представлена расчетная схема классической схемы выстрела.

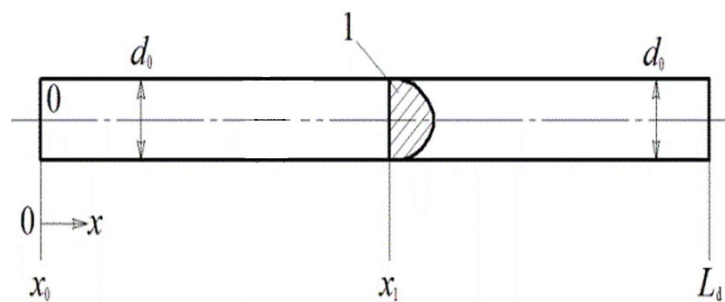


Рисунок 1 – Расчетная схема классической схемы выстрела (1 – метаемый элемент; 0-X – лабораторная система координат)

«Характер нарастания давления во времени при горении пороха в манометрической бомбе или камере орудия в большой степени зависит от доли сгоревшего пороха к данному моменту времени и скорости её изменения.

Если обозначить через ψ отношение веса сгоревшего заряда $\omega_{ст}$ к первоначальному ω , т.е. $\psi = \omega_{ст}/\omega$, то основной задачей при рассмотрении горения заряда является нахождение закона газообразования или скорости газообразования (1)»[1]:

$$\psi = \psi(\tau) \text{ или } d\psi/d\tau. \quad (1)$$

Рассмотрим геометрический закон газообразования.

Этот закон впервые «введен во внутреннюю баллистику французским инженером Вьелем (в 1890 г). Основные положения этого закона заключаются в следующем:

- пороховой заряд воспламеняется мгновенно по всей поверхности;
- порох горит параллельными слоями с одинаковой со всех сторон скоростью;
- все зерна пороха одинаковы по своим физико-химическим свойствам и геометрическим размерам и однородны по своей природе по всей своей массе.

Разумеется, геометрический закон очень сильно идеализирует процесс горения пороха, но, тем не менее, находит очень широкое применение во внутренней баллистике.

Если заряд состоит из n одинаковых элементов, то при объеме каждого элемента (зерна) до начала горения Λ_1 и плотности δ , подлежащее изучению относительное количество сгоревшего пороха может быть представлено на основе ранее перечисленных допущений в виде (2)» [1]:

$$\psi = \frac{n(\Lambda_1 - \Lambda)\delta}{n \Lambda_1 \delta} = 1 - \frac{\Lambda}{\Lambda_1} = \frac{\Lambda_{сг}}{\Lambda_1}, \quad (2)$$

где $\Lambda = \Lambda_1 - \Lambda_{сг}$ – объем каждого зерна по истечении t единиц по времени после начала горения.

Отсюда имеем $d\psi = -\frac{1}{\Lambda_1} d\Lambda$.

«Обозначая величину горячей поверхности в данный момент через S , а толщину сгоревшего за элементарный промежуток времени dt через de , получаем (3):

$$d\psi = \frac{Sde}{\Lambda_1}. \quad (3)$$

Дифференцируя по времени обе части этого уравнения и замечая, что

$\frac{de}{d\tau} = u(p)$, получим (4):

$$\psi = \frac{1}{n\Lambda_1} \int_0^e Snde; \quad \frac{d\psi}{d\tau} = \frac{S}{\Lambda_1} u(p). \quad (4)$$

Введем относительную поверхность зерна $\frac{S}{S_1} = \sigma(\psi)$, тогда скорость газообразования определяется следующим образом (5):

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{S}{\Lambda_1} \sigma(\psi) u(p), \quad (5)$$

где отношение $\frac{S}{\Lambda_1}$ называется оголенностью порохового зерна.

Таким образом, для получения зависимости ψ от времени необходимо:

- знание закона изменения горячей поверхности;
- изучение закона газоприхода при изменении скорости горения» [1].

«Геометрический закон газообразования дает возможность установить аналитическую связь между относительной толщиной сгоревшей части пороха $z = \frac{e}{e_1}$, сгоревшей части зерна ψ и относительной поверхностью зерна $\sigma(\psi)$ или $\sigma(z)$.

Рассмотрим зависимость $\psi(z)$.

Исследования для многочисленных применяемых в артиллерии форм пороховых зерен показывает, что зависимость $\psi(z)$ описывается единой формулой в виде полинома третьей степени вида (6):

$$\psi = \kappa z(1 + \lambda z + \mu z^2), \quad (6)$$

где постоянные κ, λ, μ - характеристики формы зерна»[1].

Покажем это на отдельных примерах.

Пример 1. Ленточный порох.

Обозначим через $2e_1$ – толщину ленты, $2b$ – ее ширину, причем $2e_1 < 2b < 2c$ (рисунок 2).

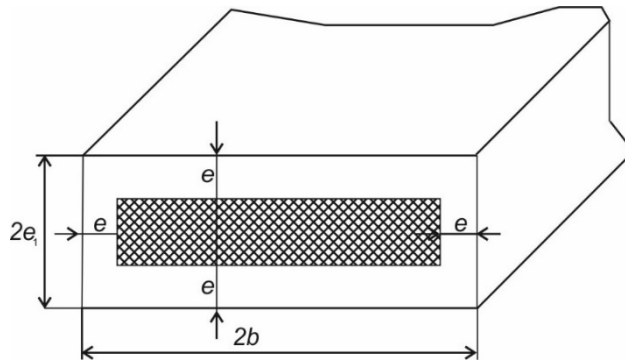


Рисунок 2 – Элементы ленточного пороха

Пусть за некоторый интервал времени со всех сторон сгорел слой толщиной $e < e_1$.

Тогда (7):

$$\begin{aligned} \psi &= 1 - \frac{\Lambda}{\Lambda_1}; \Lambda_1 = 8e_1bc; \\ \Lambda &= (2e_1 - 2e)(2b - 2e)(2c - 2e); \\ \frac{\Lambda}{\Lambda_1} &= \left(1 - \frac{e}{e_1}\right)\left(1 - \frac{e}{b}\right)\left(1 - \frac{e}{c}\right). \end{aligned} \quad (7)$$

Введем относительные величины (8):

$$\frac{e}{e_1} = z; \frac{e}{b} = \frac{e}{e_1} \frac{e_1}{b} = \alpha z; \frac{e}{c} = \frac{e}{e_1} \frac{e_1}{c} = \beta z \quad (8)$$

и, раскрывая скобки, получим (9):

$$\psi = (1 + \alpha + \beta)z - (\alpha + \beta + \alpha\beta)z^2 + \alpha\beta z^3. \quad (9)$$

Таким образом, записанным ранее характеристикам формы зерна соответствуют выражения (10):

$$\kappa = 1 + \alpha + \beta; \quad \lambda = -\frac{\alpha + \beta + \alpha\beta}{1 + \alpha + \beta}; \quad \mu = \frac{\alpha\beta}{1 + \alpha + \beta}. \quad (10)$$

В конце горения $z=1$, $\psi=1$. Тогда получим равенство (11):

$$1 = \kappa(1 + \lambda z + \mu), \quad (11)$$

служащее для проверки правильности расчета характеристик формы.

Полученные зависимости (10) позволяют вычислить характеристики формы производных от ленты зерен пороха.

Если рассматривать трубку, как ленту бесконечной ширины, или забронированную с обеих сторон по ширине ленту, то в обоих случаях $\alpha = 0$. Следовательно (12):

$$\kappa = 1 + \beta; \quad \lambda = -\frac{\beta}{1 + \beta}; \quad \mu = 0; \quad \kappa\lambda = -\beta. \quad (12)$$

Если пороховой элемент представляет собой квадратную пластинку (минометный порох типа НБПЛ), то здесь $2c = 2b$, $\alpha = \beta$.

Следовательно, (13):

$$\kappa = 1 + 2\beta; \quad \lambda = -\frac{2\beta + \beta^2}{1 + 2\beta}; \quad \mu = \frac{\beta^2}{1 + 2\beta}. \quad (13)$$

При кубической форме порохового зерна имеем $2e_1 = 2b = 2c$; $\alpha = \beta = 1$.

В этом случае характеристики формы получаются наибольшими: $\kappa = 3$; $\lambda = -1$; $\mu = 1/3$.

На рисунке 3 представлены зависимости для рассмотрения дегрессивных форм зерна.

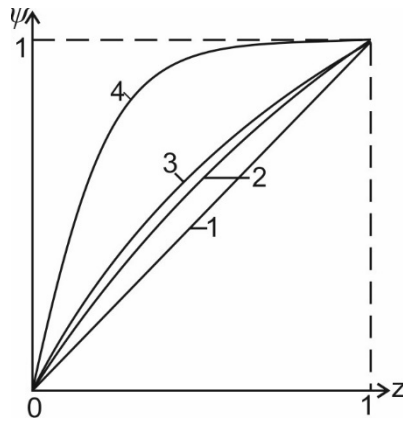


Рисунок 3 – Влияние формы зерна на функцию $\psi(z)$ (1– трубка; 2 – лента; 3 – квадратная пластинка; 4 – куб или шар)

Рассмотрим зависимость $\frac{s}{s_1} = \sigma(z)$.

Продифференцируем зависимость для $\psi(z)$ по аргументу z (14):

$$\frac{d\psi}{dz} = \kappa + 2\kappa\lambda z + 3\kappa\mu z^2 \quad (14)$$

и представим левую часть в виде (15):

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{d\psi d\tau de}{d\tau de dz} \quad (15)$$

Учитывая, что (16):

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \frac{s_1}{\Lambda_1} \sigma(z) \frac{de}{d\tau}; \quad \frac{de}{dz} = e_1, \quad (16)$$

можно записать (17):

$$\frac{s_1}{\Lambda_1} \sigma(z) e_1 = \kappa + 2\kappa\lambda z + 3\kappa\mu z^2. \quad (17)$$

В начале горения при $z=0$, $\sigma_0 = 1$ отсюда сразу получаем $\frac{s_1}{\lambda_1} \cdot e_1 = \kappa$.

Окончательно, для относительного изменения горячей поверхности можно записать выражение (18):

$$\sigma(z) = \frac{s}{s_1} = 1 + 2\lambda z + 3\mu z^2. \quad (18)$$

Из сопоставления выражений (14) и (17) легко понять, что (19):

$$\frac{d\Psi}{dz} = \kappa\sigma(z); \left(\frac{d\Psi}{dz}\right)_{\tau=0} = \kappa. \quad (19)$$

В зависимости от характера изменения поверхности горения пороховые элементы подразделяются на дегрессивные ($\frac{d\Psi}{dz} < 0$) и прогрессивные ($\frac{d\Psi}{dz} > 0$) формы.»[1]. Рассмотренные ранее формы относятся к дегрессивному типу.

На рисунке 4 показаны графики $\sigma(z)$ для некоторых дегрессивно горящих зерен.

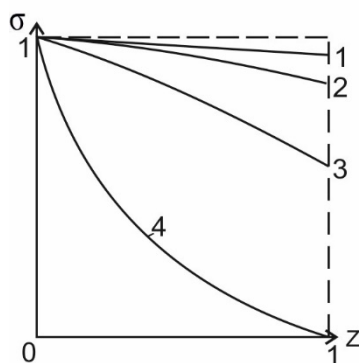


Рисунок 4 – Зависимость $\sigma(z)$ для дегрессивных порохов (1– трубка; 2 – лента; 3 – квадратная пластинка; 4 – куб или шар)

Пример 2. Пороха прогрессивной формы.

Рассмотрим цилиндрическое зерно с семью каналами.

«Эта форма порохового элемента (рисунок 5) является типичным представлением прогрессивного пороха и широко используется как в РФ, так и в армиях зарубежных стран. Идея создания такого элемента принадлежит русским ученым-артиллеристам Н.Е.Майевскому и А.В.Гадолину, а его появление относится ко времени первой мировой войны» [21].

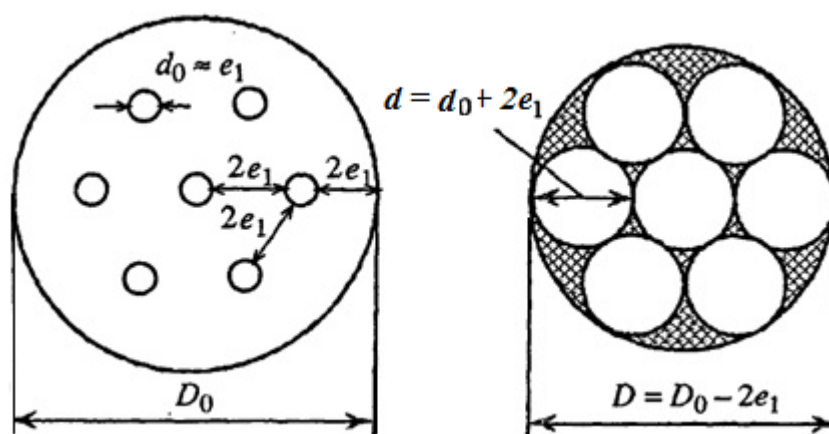


Рисунок 5 – Схема семиканального зерна до горения и в момент распада

«Принятые в практике соотношения (толщины свода $2e_1$, диаметра канала d_0 , и самого зерна D_0) показаны на рис. 1.4, где длина зерна $2s$ составляет $2 \div 2,5$ диаметра зерна.

При горении многоканальных порохов наблюдается явление распада зерна (индекс s).

Когда внутри канала и с наружной поверхности сгорит толщина e_1 , зерно распадётся на 12 призм криволинейного сечения двух типов: большие наружные и малые внутренние.

Согласно своей геометрической форме, эти продукты распада горят резко дегрессивно.

При стандартном соотношении размеров зерна увеличение горячей поверхности к моменту распада составляет около 37% , т.е. ($\sigma_0 = 1,37$). При этом сгорает примерно 85% веса зерна ($\psi S = 0,85$). Остальные 15% будут гореть с резким убыванием поверхности.

Если вписать в сечение наружной призмы распада окружность, то её радиус ρ окажется равным $\rho = 0,1772 (d_0 + 2e_1)$, что при принятых стандартных размерах соответствует $\rho = 0,5316 e_1$.

Аналогично, для окружности, вписанной в сечение внутренней призмы распада $\rho' = 0,0774 (d + 2e_1) = 0,2322 e_1$. Таким образом, сначала кончают гореть внутренние призмы, а затем наружные. В целом пороховое зерно исчезает, когда сгоревшая толщина будет равна $e_k = e_1 + \rho$.

Для нашего случая $z_k = 1,532$.

В соответствии с этим различают две фазы горения:

- до распада ($0 \leq z < 1$; $0 \leq \Psi \leq \Psi_s = 0,85$; $1 \leq \sigma \leq \sigma_s = 1,57$) – прогрессивное горение;
- после распада ($0 \leq z \leq z_k = 1,532$; $\Psi_s \leq \Psi \leq 1$; $\sigma_s \leq \sigma \leq 0$)» [1].

Рассмотрим сугубо дегрессивное горение.

«Определим характеристики формы зерна с семью каналами.

Фаза 1. Пусть $2e$ – толщина свода; d_0 – диаметр каналов; D_0 – диаметр зерна; $2c$ – его длина; $n = 7$ – число каналов.

Начальный объем зерна: $\Lambda_1 = \frac{\pi}{4} (D_0^2 - nd_0^2) 2c$.

Не сгоревший к рассматриваемому моменту времени объем равен (20):

$$\Lambda_{ост} = \frac{\pi}{4} [(D_0 - 2e_1)^2 - n(d_0 + 2e_1)^2] (2c - 2e). \quad (20)$$

С учетом того, что $\beta = \frac{2e_1}{2c}$ имеем (21):

$$\frac{\Lambda_{ост}}{\Lambda_1} = \left[1 - \frac{2(D_0 - nd_0)}{D_0^2 - nd_0^2} 2e - n \frac{n-1}{D_0^2 - nd_0^2} 2e_1 \right] (1 - \beta z) \quad (21)$$

Введем обозначения:

$$\frac{D_0 + nd_0}{2c} = \Pi ; \quad \frac{D_0^2 - nd_0^2}{(2c)^2} = Q \quad (22)$$

Легко видеть, что Π есть отношение периметра сечения зерна к длине окружности диаметра $2c$, а Q представляет собой отношение площади поперечного сечения зерна к площади круга того же диаметра $2c$. В этом случае нетрудно получить (23):

$$\frac{\Lambda_{ocm}}{\Lambda_1} = 1 - \left(1 + \frac{2\Pi}{Q}\right)\beta z - \left(\frac{n-1-2\Pi}{Q}\right)\beta^2 z^2 + \frac{n-1}{Q}\beta^3 z^3 \quad (23)$$

Тогда получим (24):

$$\Psi = 1 - \frac{\Lambda_{ocm}}{\Lambda_1} = \kappa z + \lambda z^2 + \mu z^3, \quad (24)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \frac{Q+2\Pi}{Q}\beta \\ \lambda &= \frac{n-1-2\Pi}{Q+2\Pi}\beta \\ \mu &= -\frac{(n-1)\beta^2}{Q+2\Pi} \end{aligned} \right\} \quad n=7 \quad \left\{ \begin{aligned} \kappa &= \frac{Q+2\Pi}{Q}\beta \\ \lambda &= \frac{2(3-\Pi)}{Q+2\Pi}\beta \\ \mu &= -\frac{6\beta^2}{Q+2\Pi} \end{aligned} \right.$$

Фаза 2. Пусть закон газообразования имеет вид (25):

$$\Psi = \kappa_S \xi + \lambda_S \lambda_S \xi^2, \quad (25)$$

где $\xi = \frac{e}{e_1 + p}$ а κ_S , λ_S - характеристики формы призмы.

Заметим, что в момент распада зерна:

$$e = e_1 ; \quad \Psi = \Psi_S ; \quad \xi_S = \frac{e_1}{e_1 + p}, \text{ а при } e = e_1 + p, \quad \Psi = 1.$$

Отсюда получим (26):

$$\Psi_S = \kappa_S \xi_S + \kappa_S \lambda_S \xi_S^2; \quad 1 = \kappa_S + \kappa_S \lambda_S \quad (26)$$

Для характеристик формы получим (27):

$$\kappa_S = \frac{\Psi_S - \xi_S^2}{\xi_S - \xi_S^2}; \quad \kappa_S \lambda_S = \frac{\xi_S - \Psi_S}{\xi_S - \xi_S^2} \quad (27)$$

На рисунке 6 приведен график изменения $\psi(z)$ и $\sigma(z)$ для зерна с 7 каналами» [2].

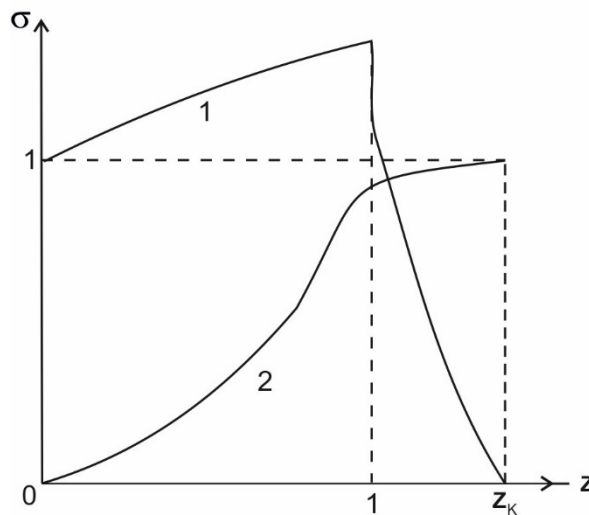


Рисунок 6 – Зависимости $\sigma(z)$ -1 и $\psi(z)$ -2 для зерна с семью каналами

Наряду с семиканальными порохами существует ещё ряд прогрессивно горящих форм зерен, которые здесь не рассматриваются. Схема получения характеристик форм для этих порохов аналогична.

В практике баллистических расчетов используется обычно двучленная форма зависимости $\psi(z)$, так как κ_S величина малая по сравнению с κ .

В этом случае (28):

$$\Psi = \kappa_1 z + \kappa_1 \lambda_1 z^2; \quad \sigma(z) = \frac{1}{\kappa} \frac{d\Psi}{dz} = 1 + 2\lambda_1 z. \quad (28)$$

Характеристики формы получаются из тех соображений, что кривые $\psi(z)$, рассчитанные по трехчленной и двучленной формулам, должны совпадать при $z=1$ и $z=0,5$. Отсюда легко получить такие связи $\kappa_1 = \kappa - 0,5 \kappa_1$ и $\kappa_1 \lambda_1 = 1 - \kappa$.

Для порохов, горящих с распадом зерна при $z=1$, $\psi < \psi_S < 1$ и тогда $\kappa_1 \lambda_1 = \psi_S - \kappa$.

Таким образом после распада функция формы приобретает вид (29):

$$\sigma(\Psi) = \sqrt{1 + 4 \frac{\lambda_p}{\kappa_p} \Psi_S} \times \sqrt{\frac{1 - \Psi}{1 - \Psi_S}} \quad (29)$$

В дальнейшем для функции формы $\sigma(\Psi)$ используем только двучленную форму записи.

1.3 Исследование процесса горения пороха

В процессе горения пороха различают три фазы — зажжение, воспламенение и горение.

Зажжение — процесс начала горения пороха под влиянием внешнего импульса (быстрый нагрев, удар). После того как порох загорится хотя бы в одной точке, реакция горения идет уже сама собой за счет выделяемого при этом тепла. При зажжении порох должен нагреваться быстро, так как при медленном нагревании он начинает разлагаться и терять баллистические качества. Бездымные пороха загораются при температуре около 200°C , дымные — при температуре около 300°C . После зажжения пороха одновременно идут два процесса — воспламенение и собственно горение.

Воспламенение пороха — процесс распространения реакции горения по поверхности пороховых зерен. Скорость воспламенения зависит, главным

образом, от давления газов, а также от состояния поверхности пороха (гладкая, шероховатая), от его природы и формы, от состава газов и продуктов горения воспламенителя.

Горение пороха — процесс распространения реакции горения в толщу пороха, вглубь порохового зерна, перпендикулярно к поверхности пороха. Скорость горения также, в основном, зависит от давления газов, окружающих порох, от природы пороха и от его температуры, а также от скорости течения газов вдоль поверхности пороха (в ракетных камерах).

На открытом воздухе скорость воспламенения *ив* бездымных порохов в 2—3 раза больше, чем скорость горения ($ив = 2 - 4$ мм/сек, $u = 1 - 1,5$ мм/сек). На открытом воздухе бездымный порох горит медленно желтовато-белым пламенем, как целлулоид.

Дымный порох воспламеняется в сотни раз быстрее, чем бездымный: $ив = 1 - 3$ м/сек, в то время как $u \sim 10$ мм/сек.

При использовании воспламенителей, образующих газы высокой температуры и создающих в бомбе или в камере орудия высокое предварительное давление $pB = 40 - 50$ кг/см², процесс воспламенения пороха во много раз ускоряется, и в первом приближении можно принимать процесс воспламенения заряда близким к мгновенному,

При данном давлении pB воспламенитель из дымного пороха воспламеняет поверхность зарядов бездымного пороха лучше, чем воспламенитель из бездымного пороха, так как в продуктах горения дымного пороха имеются еще и накалинные твердые или жидкие частицы, ускоряющие процесс воспламенения.

Рассмотрим горение бездымных порохов параллельными слоями.

Основное отличие пороха от бризантных взрывчатых веществ состоит в том, что горение его происходит с конечной относительно небольшой скоростью параллельными или концентрическими слоями. Именно это свойство бездымных порохов вносит определенную закономерность в процесс образования пороховых газов и позволяет регулировать приток газов при

горении заряда. Это же свойство дает возможность в определенных пределах управлять явлением выстрела.

Свойство порохов гореть постепенно параллельными слоями было обнаружено и доказано французским исследователем Вьелем, разработавшим пироксилиновые пороха в 1880 гг.

Наблюдая за остатками пороховых зерен, выброшенных из орудия при выстреле, Вьель нашел, что бездымные ленточные пороха сохраняют свою первоначальную форму, обгорая лишь на некоторую толщину со всех сторон.

В то же время, сжигая в манометрической бомбе при одной и той же плотности заряжения Δ пороха одной и той же природы, но разных размеров, он нашел, что времена сгорания пропорциональны их толщинам ($\tau_2: \tau_1 = e_2: e_1$). Эта связь между временем сгорания и толщиной пороха получила название «признака горения порохов параллельными слоями» — «признака Вьеля». Этот признак можно доказать исходя из чисто геометрических соображений. Свойство бездымных порохов гореть параллельными слоями, установленное путем наблюдения- горением порохов простой формы (лента, пластинка, куб), легло в основу первой теории горения порохов в замкнутом объеме, предложенной Вьелем и получившей название геометрического закона горения.

В основе геометрического закона горения пороха лежат три допущения:

- масса пороха однородна как по химической природе, так и по физическим свойствам — структуре и плотности; зерна, составляющие заряд, строго одинаковы по размерам;
- при наличии специального воспламенителя в замкнутом объеме поверхность всех пороховых элементов воспламеняется мгновенно и одновременно;
- горение бездымных порохов идет параллельными слоями с одинаковой линейной скоростью во всех направлениях в глубь зерен перпендикулярно горящим поверхностям.

Хотя геометрический закон горения не рассматривает самого механизма горения, его физико-химической сущности, что было сделано значительно позже, тем не менее, этот закон был крупным шагом вперед в усовершенствовании возможностей управлять образованием газов и тем самым управлять явлением выстрела.

Этот закон вместе с законом скорости горения пороха позволил учесть влияние формы и размеров пороховых зерен на приток газов и скорость их образования как-в постоянном объеме, так и в канале орудия при выстреле. До сих пор геометрический закон горения широко применяется при решении целого ряда задач внутренней баллистики.

Геометрический закон горения для расчета действия порохового заряда в орудии впервые был применен проф. Н. Ф. Дроздовым в 1903 г. и позднее в 1910 г. в его диссертации «Решение основной задачи внутренней баллистики»; его математически строгий метод решения до сих пор лежит в основе ряда других приближенных методов.

Но геометрический закон горения является лишь первым приближением к познанию действительного закона горения порохов; он дает первую несколько идеализированную и упрощенную схему, своего рода «скелет», гораздо более сложного процесса воспламенения и горения пороха.

Действительное горение пороха. Геометрический закон горения был выведен на основе наблюдения за горением порохов с простой формой зерна.

Но после того, как появились сложные формы порохов с большим числом узких и длинных каналов и более точные методы записи характера нарастания давления, оказалось, что действительное горение пороха является значительно более сложным процессом, который не учитывается полностью геометрическим законом горения.

Например, при горении порохов с большим числом узких и длинных каналов создаются условия для неравномерного горения внутри каналов и на наружной поверхности; флегматизованные пороха с неравномерным распределением флегматизатора по толщине пороха труднее воспламеняются

и горят с переменной скоростью горения по более сложному закону; однородность структуры наружных слоев у пироксилиновых порохов нарушается при вымочке в процессе их изготовления, и поэтому скорость горения меняется по более сложному закону.

Особенно сложным является горение порохов с узкими каналами. В результате разницы в условиях горения создается значительная разница в давлениях внутри и вне каналов, под влиянием которой газы вытекают из каналов с большой скоростью. Во время течения газов вдоль поверхности этих каналов на их стенках образуются новые порции газов, которые постепенно вовлекаются в общий поток. Даже у порохов простой формы (ленты, пластинки), тесно соприкасающихся между собой, газы, выделяющиеся с поверхности, омывают соседние ленты и скругляют острые углы и ребра, и поэтому пороха горят с более быстрым убыванием поверхности, чем это следовало бы на основе геометрического закона горения. Данный случай можно сравнить с изменением поверхности куска мыла, который при обмыливанием руками из параллелепипеда превращается в плоский эллипсоид.

Как показали исследования более совершенными методами, процесс воспламенения зарядов при давлении газов воспламенителя $20 - 50 \text{ кг/см}^2$ также является не мгновенным, а постепенным и зависит от формы и расположения пороховых зерен в заряде и от других условий зарядания.

Например, заряд трубчатого пороха легче воспламеняется, чем заряд из мелкого зерненого пороха, у которого пути для распространения газов воспламенителя гораздо сложнее; нитроглицериновый порох хуже воспламеняется, чем пироксилиновый; порох графитованный — хуже, чем неграфитованный; полированный хуже, чем шероховатый; поверхность узких каналов в порохах с каналами воспламеняется несколько позже, чем наружная поверхность этих же порохов.

Таким образом, действительный процесс воспламенения и горения пороха как в бомбе, так и в орудии в силу ряда причин в той или иной степени отклоняется от геометрического закона горения.

Выяснение причин этих отклонений специальными опытами в манометрической бомбе и введение новых методов анализа горения порохов привели к разработке так называемого «физического закона горения», учитывающего значительную часть перечисленных выше отклонений действительного горения порохов от геометрического закона горения.

Первым обратил внимание на отклонение действительного горения пороха от геометрического закона крупнейший французский ученый артиллерист Шарбонье, который еще в 1908 г. в курсе «Внутренняя баллистика» высказал ряд возражений против геометрического закона и впервые попытался рассматривать реальные пороха с учетом условий их фабрикации.

Позже, в 1923—1928 гг. М. Е. Серебряков, применив для измерения давления вместо цилиндрического конический крешер и, проведя большое число опытов в бомбе, подтвердил опытами ряд предположений Шарбонье, объяснил значительное число отклонений горения порохов от геометрического закона и разработал элементы теории неравномерного горения порохов с узкими каналами.

С 1929 по 1937 гг. физический закон горения был применен к решению основной задачи внутренней баллистики в орудии; тем самым была установлена связь между опытами в манометрической бомбе и стрельбой теми же порохами из орудий.

«Выше было отмечено, что геометрический закон горения не отражает непосредственно физико-химической и термической сущности процесса горения пороха, а также самого механизма горения. Эти вопросы рассматриваются в различных теориях горения пороха. По некоторым теориям, созданным на основе кинетической теории газов, горение пороха есть процесс отщепления его молекул под действием ударов молекул газов, окружающих порох. К таким теориям относятся теории Летана (1922 г.), Швейкерта (1923 г.), Мюраура (1927 г.), Кроу и Грймшоу (1931 г.), Ямага (1930 г.). По этим теориям процесс горения зависит от скорости, с которой

энергия передается от горячих газообразных продуктов к поверхности твердого пороха.

Эти теории предполагают, что в результате разложения на поверхности пороха и отщепления молекул сразу получаются конечные продукты без выделения тепла вне пределов того тонкого слоя газов, из которого непосредственно пришли бомбардирующие поверхность пороха молекулы.

В настоящее время эти «наивные» теории не считаются правильными. С современной точки зрения (А. Ф. Беляев, Я. Б. Зельдович (1938—1942 гг.), и другие) считают, что сначала происходит разложение твердого пороха и образование газов, которые вступают в реакцию горения при сильном повышении температуры в газовой фазе. На поверхности пороха температура относительно невысока и соответствует первичному разложению нитроклетчатки.

Распределение температуры в толще пороха и в образующихся при горении газах показано на схеме рисунке 7.

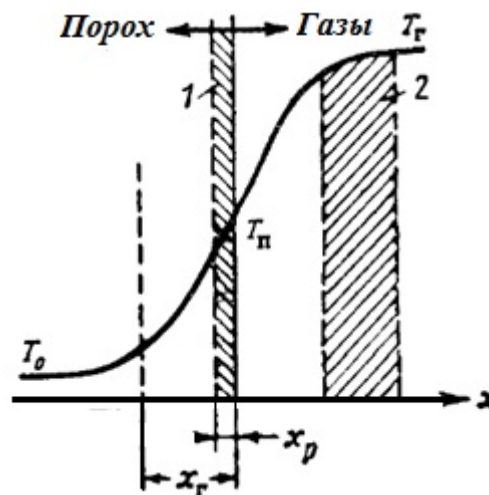


Рисунок 7 – Распределение температуры в толще пороха и в газах при горении (по Зельдовичу)

Здесь: T_0 – температура внутри пороха; $T_П$ – температура на поверхности пороха; $T_Г$ – температура горения ($T_Г = T_1$)» [22].

В заштрихованных зонах протекают химические реакции: в зоне 1 с толщиной слоя x_p — реакция образования газов — газификация; в зоне 2 — реакция горения газов, выделившихся в первой зоне.

«Внутри пороха вблизи горячей поверхности имеется прогретый слой (x_g), толщина которого зависит от его температуропроводности и скорости горения пороха. В части x_p этого слоя идет реакция разложения (реагирующий или реакционный слой); именно эта толщина определяет количество пороха, вступающего в реакцию при данных условиях, и влияет на скорость горения пороха.

Прогревание поверхностного слоя имеет значение также для воспламенения пороха, нестационарного горения и др. Толщина реагирующего слоя x_p очень невелика и составляет около 5% толщины прогретого слоя x_g .

Подвод тепла к поверхности пороха и его распространение вглубь порохового элемента происходит за счет теплопроводности, диффузии и радиации или лучеиспускания из окружающих порох продуктов горения. Скорость горения пороха определяется скоростью передачи энергии от продуктов горения самому пороху.

Положение о горении параллельными слоями — лишь допущение. В действительности фронт распространения реакции горения в порохе представляет неровную, поверхность, характер которой обусловлен составом, плотностью и условиями горения пороха. Поверхность пороха (даже при небольшом увеличении) напоминает пчелиные соты; она пронизана углублениями и возвышениями.

По теории Д. И. Менделеева неравномерное горение происходит из-за неодновременного сгорания компонентов пороха (нитроглицерина, пироксилина и др.).

Более подробно теория горения изложена в курсе порохов. Во внутренней баллистике она имеет значение лишь для объяснения некоторых явлений и процессов при горении порохов» [1].

Рассмотрим кинетику горения пороха.

Закон скорости горения — одна из важнейших зависимостей внутренней баллистики.

Скорость горения пороха — это скорость перемещения фронта горячей поверхности по нормали вглубь порохового элемента. Она измеряется изменением толщины пороха e в единицу времени t (30) и зависит от природы пороха, его температуры и давления газов, окружающих порох:

$$u = \frac{de}{dt} \quad (30)$$

где u — скорость горения пороха,

e — толщина пороха,

t — единица времени.

Законом скорости горения обычно называют функциональную зависимость скорости горения пороха u от давления p . Эта зависимость является одной из важнейших закономерностей, определяющих закон образования газов.

Закон скорости горения определяется непосредственной обработкой кривой давления $p=f(t)$, полученной из опытов при сжигании пороха в манометрической бомбе или из опытов в бомбе постоянного давления при разных давлениях.

Существует ряд эмпирических зависимостей для выражения закона скорости горения.

Первая зависимость была дана Вьелем (1890—1891 п.) в виде (31):

$$u = Ap^{\nu}, \quad (31)$$

где A — коэффициент и ν — показатель степени, зависящие от природы пороха и условий проведения опыта.

Для дымных порохов Вьель получил значение $\nu=1/2$, для бездымных пироксилиновых порохов $\nu=2/3$. Позже проф. Г. А. Забудский для пироксилиновых порохов получил $\nu = 0,93$.

В Морской научно-технической лаборатории (1891-1897 гг.) профессор С. П. Вуколов впервые дал зависимость (32):

$$u=ap+b \quad (32)$$

Эту же зависимость принимал проф. И. П. Граве (1904 г.). Значительно позже (1930—1935 гг.) ее применил Мюраур.

По исследованиям проф. И. П. Граве (1904 г.) обе формулы (31) и (32) для бездымных порохов могут считаться одинаково пригодными для выражения того закона, по которому изменяется скорость горения при изменении давления, так как средние ошибки по этим формулам получаются одинаковыми.

Выражения для $u=f(p)$ того времени были получены обработкой кривых давления $p = f(t)$, записанных в бомбе с помощью цилиндрических крешерных столбиков, которые фиксируют давления только с 300—400 $кг/см^2$.

Участок кривой от начала до $p= 300—400 \text{ кг/см}^2$, который мог дать возможность оценить, какая из двух формул вернее, тогда не мог быть получен (рисунок 8 и рисунок 9).

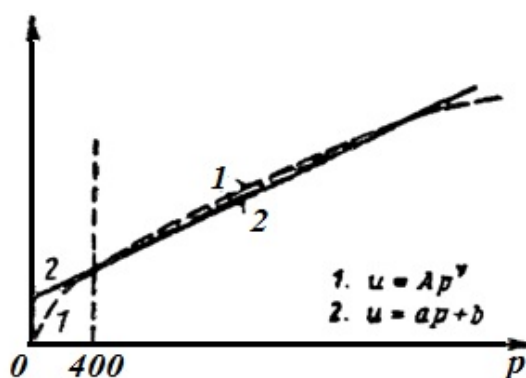


Рисунок 8 – Зависимость скорости горения от давления

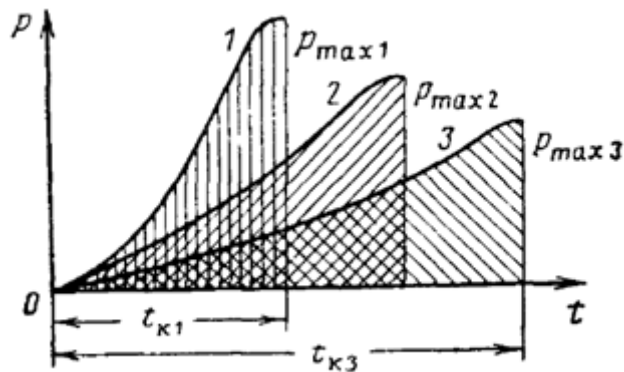


Рисунок 9 – Зависимость давления от порохов от давления времени при разных плотностях заряжения

Через экспериментально полученные точки кривой $u = f(p)$ от $p = 400 \text{ кг/см}^2$ и выше можно было с одинаковым приближением провести параболу $u = Ap^v$ и прямую $u = ap + b$.

Проф. Н. Ф. Дроздов при решении основной задачи внутренней баллистики принял для закона скорости горения формулу (33).

$$u = \theta p, \quad (33)$$

где θ — коэффициент пропорциональности.

Ряд французских исследователей (Себер и Гюгоньо, Муассон, 1882 г.) высказывали и раньше предположения, что v должно быть равно единице, но для решения основной задачи внутренней баллистики впервые эту величину применил проф. Н. Ф. Дроздов, давший математически строгое решение.

Позднее в 1913 г. немецкий ученый Шмиц, сжигая в манометрической бомбе объемом $\sim 3,5 \text{ л}$ трубчатые пороха в натуральную длину и применив для записи кривой давления новый манометр с оптической регистрацией упругих деформаций начиная с малых давлений, доказал справедливость закона $u = A1p$.

Допустив, что закон $u = A_1 p$ верен, можно вывести из него следствие, которое легко проверяется на опыте и является критерием правильности этого закона.

Так как $u = de/dt = A_1 p$, то $de = A_1 p dt$, интегрируя от начала горения, имеем (34):

$$e = A_1 \int_0^t p dt = A_1 I, \quad (34)$$

где $I = \int_0^t p dt$.

Для конца горения $e = e_1$ и $t = t_k$ (35):

$$e_1 = A_1 \int_0^{t_k} p dt = A_1 I_k, \quad (35)$$

и для данного пороха (36):

$$I_k = \int_0^{t_k} p dt = \frac{e_1}{A_1} = const. \quad (36)$$

Иначе говоря, полный импульс давления за все время горения пороха зависит только от толщины пороха, коэффициента A_1 , характеризующего природу пороха, и не зависит от плотности заряжания.

Между тем сама кривая $p=f(t)$ резко изменяется с изменением плотности заряжания Δ : при увеличении Δ кривая давления повышается, а время t_k убывает.

Проведя опыты в бомбе по сжиганию одного и того же трубчатого пороха при плотностях заряжания $\Delta = 0,12 - 0,26$ и измерив площади полученных кривых $\int_0^{t_k} p dt$, Шмиц нашел, что, действительно, эти площади равны между собой, а следовательно, справедлив закон скорости горения $u = A_1 p$.

В опытах Шмица впервые была получена полная кривая давления $p=f(t)$ от самого начала горения пороха, что позволило определить площадь кривой $I = \int_0^t p dt$ характер ее изменения в зависимости от горения пороха.

Зависимость или независимость полного импульса давления $I_k = \int_0^{t_k} p dt$ от плотности заряжания является критерием справедливости того или иного закона скорости горения.

Так, при зависимостях $u=Ap^v$, где $v<1$, и $u=ap+b$ величины I_k растут с увеличением Δ , т. е. I_k зависит от плотности заряжания.

Проведенные М. Е. Серебряковым в 1925—1928 гг. опыты, аналогичные опытам Шмида с записью кривых $p=f(t)$ при помощи конического крешера, также дали полные кривые от начала горения и совпадение $\int p dt$ при разных Δ и тем самым подтвердили справедливость закона $u= A_1 p$ для зарядов из ленточных порохов Величина $A_1=u/p$ есть скорость горения u_1 отнесенная к $p=1$; $A_1=u_1/1= u_1$.

Ее называют также коэффициентом скорости горения (размерность $\frac{\text{дм/сек}}{\text{кг/ дм}^2}$).

Величину u_1 находят опытным путем из формулы (37):

$$u_1 = \frac{e_1}{\int_0^{t_k} p dt}, \quad (37)$$

где e_1 — половина средней толщины пороха (получают измерением ряда лент или трубок);

$\int_0^{t_k} p dt$ — площадь кривой p , t от начала до конца горения пороха (получают планиметрированием кривой $p = f(t)$).

Текущая величина $I = \int_0^t p dt$ и величина $I_k = \int_0^{t_k} p dt$ широко применяются в теоретических и опытных исследованиях, связанных с изучением закона горения порохов.

Скорость горения u_1 зависит от природы пороха и меняется при изменении летучих веществ и содержания азота в пироксилиновом порохе или содержания нитроглицерина в нитроглицериновых порохах.

Увеличение содержания летучих Н на 1% понижает скорость горения u_1 на ~ 10%; это выражается эмпирической зависимостью (38).

$$u_1 = 0,0000120 - 0,0000010 (H) \frac{\text{дм/сек}}{\text{кг/ дм}^2}, \quad (38)$$

где Н—в процентах.

Чем выше содержание азота в пироксилине пороха, тем больше u_1 .

Для отечественных пироксилиновых порохов можно рекомендовать эмпирическую формулу, дающую зависимость u_1 от содержания летучих и азота (39).

$$u_1 = \frac{0,175 \cdot 10^{-4} (N - 6,37)}{0,04(220^\circ - t_{\text{пор}}) + 3h + h'} \frac{\text{дм/сек}}{\text{кг/ дм}^2}, \quad (39)$$

где $t_{\text{пор}}$ —температура заряда (пороха) в °С;

h — содержание летучих (вода), удаляемых 6-часовой сушкой при 95°, в %;

h' — содержание летучих, не удаляемых сушкой (спирто-эфирный растворитель), в %;

N —содержание азота в пироксилине в % (рисунок 10).

Формула для u_1 показывает, что u_1 растет с увеличением процента азота и температуры пороха и убывает с увеличением содержания растворителя.

Для пироксилиновых порохов u_1 меняется в пределах $0,0000060—0,0000090 \frac{\text{дм/сек}}{\text{кг/ дм}^2}$.

Более поздние опыты с ленточными и трубчатыми порохами показали, что одной какой-либо зависимостью нельзя выразить закон скорости горения на всем диапазоне изменения давления от 20—50 до 3000—6000 кг/см².

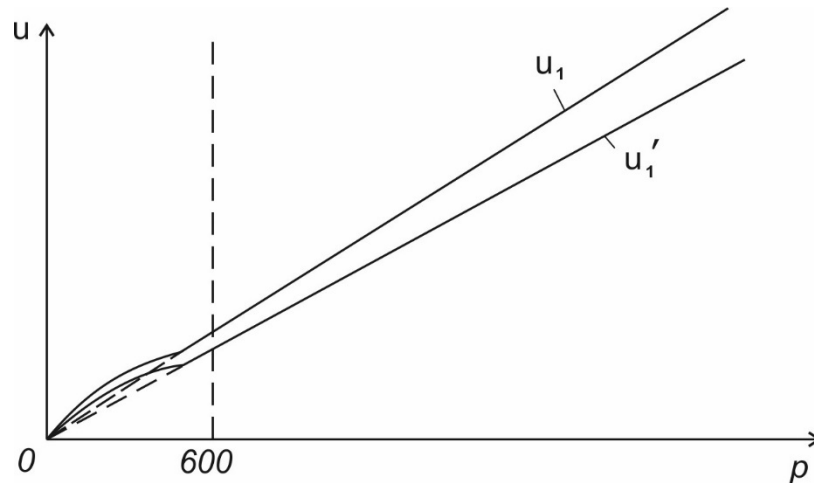


Рисунок 10 – Зависимость скорости горения u_1 от давления для пироксилиновых порохов (u – переменная скорость; u_1 – тонкий порошок; u'_1 – толстый порошок)

Для пироксилиновых порохов весь диапазон давлений от 50 до 6000 кг/см^2 можно разделить на 2 участка (рис. 1.10): для давлений от 50 до 600 кг/см^2 и от 600 до 6000 кг/см^2 . На участке от 600 до 6000 кг/см^2 зависимость скорости горения имеет вид прямой линии, проходящей через начало координат, и выражается формулой (40):

$$u = u_1 p. \quad (40)$$

Чем толще порошок, тем меньше u_1 , тем под меньшим углом располагается прямая.

На участке от 50 до 600 кг/см^2 зависимость $u=f(p)$ расположена выше продолжения прямой $u = u_1 p$, имеет вид кривой с выпуклостью вверх и может быть выражена зависимостью $u = A p^v$, где $v < 1$ и меняется с изменением давления p .

Так как давление форсирования снаряда при выстреле $p_0 = 300\text{—}400 \text{ кг/см}^2$, то для орудий без большой погрешности можно

принимать закон скорости горения в виде $u = u_1 p$. Для порохов, применяемых в реактивных снарядах, где давления не превышают 200—250 $\text{кг}/\text{см}^2$, следует принимать закон скорости горения в виде $u = Ap^v$ или $u = ap + b$, причем на разных участках давления и для различных порохов A и v , также как a и b , имеют разные значения.

Объяснение отклонения закона скорости горения от линейного при малых давлениях (ниже 600 $\text{кг}/\text{см}^2$) можно найти в современной теории горения в формулировке акад. Н. Н. Семенова: «при быстром процессе горения зона или глубина фронта реакции (x_r) мала; при медленном процессе горения зона реакции может быть велика».

Величина u_1 связана с величиной x_r — толщиной зоны реакции. При высоких давлениях реакция горения идет настолько быстро, что прогреваться и реагировать успевает только очень тонкий слой x_r ($u_1 = \text{const}$). Если давления невелики, то общая скорость горения уменьшается, а реагирующий слой становится толще; это вызывает увеличение и тем большее, чем меньше давление p . В результате, на участке давлений от 50 до 600 $\text{кг}/\text{см}^2$ на кривой $u = f(p)$ появляется выпуклость вверх (рисунок 10), которая характеризует ускоренное горение при малых давлениях: чем меньше p , тем больше $u_1 = u/p$, как это видно на графике u, p .

Зависимость $u = f(p)$ для пироксилиновых порохов можно также выразить одной формулой $u = u_1 p$, где u_1 — переменная на участке давлений от 50 до 600 $\text{кг}/\text{см}^2$ и постоянная при $p > 600 \text{ кг}/\text{см}^2$.

Зависимость u_1 от давления p можно изобразить графиком рисунке 11.

На участке от 50 до 600 $\text{кг}/\text{см}^2$ величина u_1 для пороха толщиной около 1 мм убывает от $u'_1 = 0,120$ до $0,075 \frac{\text{дм}/\text{сек}}{\text{кг}/\text{дм}^2}$, а дальше для очень высоких давлений до 6000 $\text{кг}/\text{см}^2$ сохраняется постоянной, так как глубина зоны реакции x_r не меняется. Для более толстых артиллерийских порохов ($2e_1 = 3 - 4 \text{ мм}$) u_1 меняется от $u'_1 = 0,120$ до $0,060 \frac{\text{дм}/\text{сек}}{\text{кг}/\text{дм}^2}$.

Как указывалось выше, наружные слои пироксилинового пороха вследствие вымочки имеют повышенную пористость и горят с большей скоростью, чем внутренние слои; поэтому и u_1 для наружных слоев имеет большую величину, чем для внутренних.

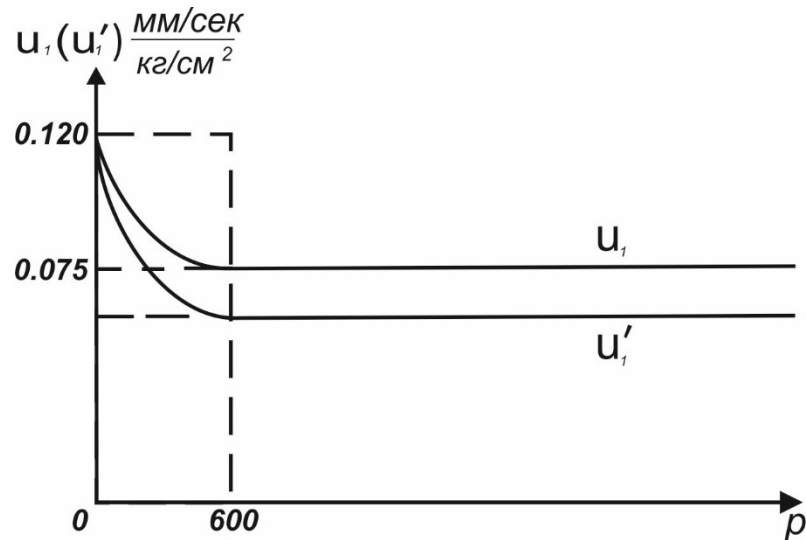


Рисунок 11 – Зависимость скорости горения от давления (u_1 – тонкий порох; u'_1 – толстый порох)

Французский исследователь Мюраур, принимая закон скорости горения в виде $u=ap+b$, дал также выражения для скорости горения u и коэффициента, а в функции температуры горения пороха T_1 (41):

$$\lg 2u = 1,36 + 0,27 T_1/1000, \quad (41)$$

где $2u$ — в мм/сек при давлении $p = 1000 \text{ кг/см}^2$.

Величина $2u$ выражает скорость убывания толщины ленты или трубки при горении с обеих сторон (42):

$$\lg (1000\alpha) = 1,214 + 0,308 T_1/1000. \quad (42)$$

Эта зависимость показывает, что u и a значительно меняются с изменением температуры горения, между тем как коэффициент b почти не зависит от природы пороха и имеет величину около 10 мм/сек.

По этим зависимостям можно с достаточной точностью определять скорость горения в интервале температур от 1500 до 4000°С и в интервале давлений от 25 до 4000 кг/см².

Зависимость скорости горения при том же давлении $p = 1000$ кг/см² от теплоты сгорания пороха в постоянном объеме Q_w имеет вид (43):

$$\lg u = 1,47 + 0,846 Q_w / 1000. \quad (43)$$

Рассмотренные положения являются основой для разработки математической модели классической схемы в рамках термодинамического подхода.

Выводы по главе 1

Изучен геометрический закон газообразования, используемый для определения газоприхода от порохов при различных геометрических параметрах.

Предложен подход для учета газообразования при горении порохов прогрессивной формы.

Рассмотрены особенности горения пороха, в том числе вопросы кинетики горения пороха.

Рассмотрен вопрос определения закона горения пороха в широком интервале изменения давлений.

Глава 2 Разработка и программная реализация математической модели классической схемы в рамках термодинамического подхода

2.1 Основная задача внутренней баллистики

Основная задача внутренней баллистики состоит в нахождении закона изменения давления пороховых газов и скорости движения снаряда в зависимости от пути или времени при заданных условиях заряжания (прямая задача), и в нахождении рациональных конструктивных данных канала ствола и условий заряжания, при которых снаряд заданного калибра и массы получит заданную скорость (задача баллистического проектирования орудия).

«Если решение прямой задачи однозначно определяет значения баллистических элементов выстрела (давление P_m путь $(l_{CH})_m$ и скорость $(V_{CH})_m$ в точке максимума, а также в точке конца горения пороха (p_k , $(l_{CH})_k$, $(V_{CH})_k$) и в момент прохождения снарядом дульного среза (p_d , $(V_{CH})_d$), то задача баллистического проектирования допускает множество вариантов решений, окончательный выбор которого зависит от предъявляемых к проектируемой системе тактико-технических требований. Составной и обязательной частью задачи баллистического проектирования является обратная задача внутренней баллистики. Она заключается в определении параметров заряжания, обеспечивающих получение заданного наибольшего давления для пороха данной природы и известного давления форсирования.

Поскольку процесс выстрела явление достаточно сложное, то для изучения его основных сторон необходима определенная схематизация процесса. Уровень ее зависит от наших знаний о явлении в целом и от возможностей аналитического или численного решения уравнений, описывающих это явление.

Впервые математически строгое решение прямой задачи внутренней баллистики получено в 1903 г. Н. Ф. Дроздовым [3], а позже [4]. Применение методов численного интегрирования уравнений внутренней баллистики и

использование аппарата теории подобия привело к созданию баллистических таблиц для расчета широкого круга задач внутренней баллистики. Развитие теории баллистического проектирования орудий стало возможно с появлением таких таблиц. Большим шагом вперед оказалось создание М. С. Гороховым в 1940 г. [1] обобщенного метода Н. Ф. Дроздова с использованием таблиц вспомогательных функций, на основе которого разработано решение обратной задачи внутренней баллистики - одного из главных элементов теории баллистического проектирования.

Следует отметить, что все известные аналитические решения основной задачи, в основе которых лежит геометрический закон газообразования, представляют собой либо аналогии метода Н. Ф. Дроздова, либо упрощенные зависимости, по сравнению с которыми сам метод Н. Ф. Дроздова проще и в то же время более совершенен. Это относится и к методам зарубежных авторов.

В данной главе не преследовалась цель подробного освещения существующих методов решения основной задачи внутренней баллистики. Заинтересованного читателя мы отсылаем к соответствующей литературе [1][2][3][4][5][6]. Здесь лишь отметим, что с современных позиций моделирования доведение до числа аналитического решения бывает алгоритмически не менее трудоемко, а само решение менее информативно, нежели численное решение задачи» [1].

Приведем полную систему уравнений внутренней баллистики в осредненных параметрах (44)-(48)

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_0 \sigma(\Psi)}{\Lambda_0} u_1 \quad u_1 = u_1(p) \quad (44)$$

$$\frac{dV_{CH}}{dt} = \frac{S_{CH} P_{CH}}{q} \quad (45)$$

$$\frac{dl_{CH}}{dt} = V_{CH} \quad (46)$$

$$P[S_{CH}l_{CH} + W_{KM} - \alpha\omega\psi - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi)] = \omega\psi f - \frac{\theta}{2}\rho q V_{CH}^2 \quad (47)$$

$$P[S_{CH}l_{CH} + W_{KM} - \alpha\omega\psi - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi)] = \omega\psi f$$

$$\varphi = a + b\frac{\omega}{q} \quad P = \varphi P_{CH} \quad (48)$$

$$\sigma(\Psi) = \sqrt{1 + 4\frac{\lambda_p}{\kappa_p}\Psi_S} \times \sqrt{\frac{1-\Psi}{1-\Psi_S}}$$

Начальные условия:

$$t = 0, P = P_\phi, T = TV, V_{CH} = 0, l_{CH} = 0, \psi = \psi_0 \quad (49)$$

«Система обыкновенных дифференциальных уравнений может быть решена одним из численных методов [7]. В частности, может быть применен метод Рунге-Кутты.

В этой системе уравнений ε — полная работа, совершаемая газами; a — коэффициент, учитывающий потери энергии газа на трение ведущей пояски о боевые грани нарезов, вращение снаряда и откат орудия; b — коэффициент, учитывающий потери энергии газа на перемещение газопороховой смеси; этот коэффициент зависит от формы камеры и устройства заряда и является переменной величиной.

Как указывалось выше, он принимается постоянной величиной.

Среднее значение этого коэффициента находится в пределах $1/3 - 1/6$.

Так как при $t=0$ $l=0$; $v=0$; $p=p_0$, то из (1.23), $\sigma=1-2\lambda z$ и $\frac{d\psi}{dz} = \kappa\sigma$ получаем (50).

$$\psi_H = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\rho_2}}{\frac{f}{P_\Phi} + \alpha - \frac{1}{\rho_2}}; Z_H = \frac{2\psi_H}{k_1(1+\partial_H)}; \partial_H = \sqrt{1 + 4 \frac{\lambda_1}{k_1} \psi_H}. \quad (50)$$

Необходимо проинтегрировать систему уравнений в процессе движения метаэлемента по каналу.

Система уравнений решается методом Рунге - Кутты. Начальное значение шага интегрирования τ можно выбрать $\tau = 0.2597e-4$.

Рассмотрим реализацию метода Рунге – Кутты.

Блок-схема алгоритма Рунге— Кутта представлена на рисунке 12» [1].

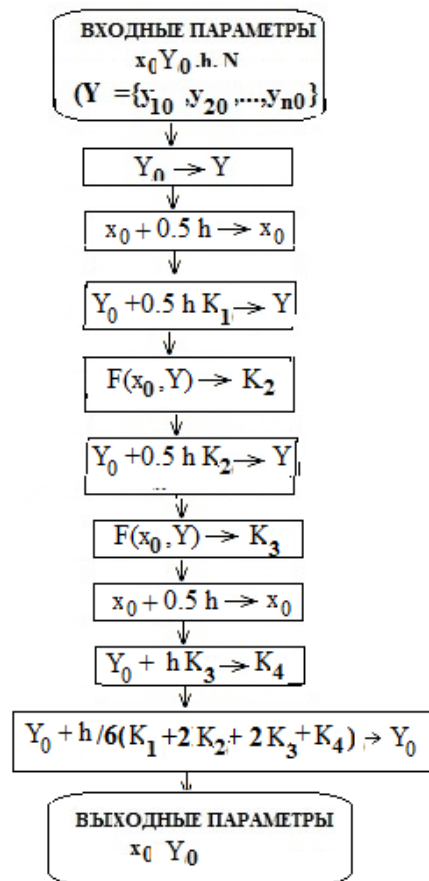


Рисунок 12 – Блок схема программы счета по методу Рунге - Кутта

Одношаговый метод четвертого порядка - метод Рунге — Кутта:
 $y_{i+1} = y_i + (h/6) (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$, $k_1 = f(x_i, y_i)$, $k_2 = f(x_i + h/2; y_i + h k_1/2)$, $k_3 = f(x_i + h/2; y_i + h k_2/2)$, $k_4 = f(x_i + h; y_i + h k_3)$;

На одном шаге сетки погрешность метода равна Mh^5 .

Метод Рунге — Кутты легко применяется на нормальных системах дифференциальных уравнений $y'_{\mathbf{k}}(x) = f_{\mathbf{k}}(x, y_1, y_1, \dots, y_n)$, $1 \leq k \leq n$.

Описанный алгоритм реализован в виде программы на C++ `runge-3` (листинг 1):

Листинг 1 – Код программы на C++ `runge-3`

```
#include <iostream>
#include <cmath>
#include <stdio.h>
const int n = 1;
const double h = 0.1;
int i, j, k;
double x, a;
const int m = 9;
const int g = 3;
double f[n];
double y[n];
double y_1[m];
double fk[g][m];
FILE *fout;
using namespace std;
double Procedure(double x)
{
    f[0] = y[0] * (1 - x);
    return 0;
}
double rgk(double x)
{
    Procedure(x);
    for (i = 0; i <= 1; i++) {
        fk[0][i] = h * f[i];
        y_1[i] = y[i];
        y[i] = y_1[i] + 0.5 * fk[0][i];
    }
    x = x + 0.5 * h;
    Procedure(x);
    for (i = 0; i <= 1; i++) {
        fk[1][i] = h * f[i];
        y[i] = y_1[i] + 0.5 * fk[1][i];
    }
}
```

```

    }
    Procedure( x);
    for (i = 0; i <= 1; i++) {
        fk[2][i] = h * f[i];
        y[i] = y_1[i] + fk[2][i];
    }
    x = x + 0.5 * h;
    Procedure( x );
    for (i = 0; i <= 1; i++) {
        fk[3][i] = h * f[i];
        y[i] = y_1[i] + 0.1666667 * (fk[0][i] +
        2 * fk[1][i] + 2 * fk[2][i] + fk[3][i]);
    }
    return 0;
}
int main()
{
fout=fopen("exe3.txt","wb+");
//ofsream fout;
//fout.open("exe3.txt");
    x = 0;
    y[0] = 1;
    printf("x = %lg y[0] = %lg \n", x, y[0]);
    for (j = 1; j <= 30; j++) {
        rgk( x );
        x = x + h;
        printf("x = %lg y[0] = %lg \n", x, y[0]);
        std::cout << "x=" << x << " y[0]=" << y[0] << std::endl; //vivod
    }
}

```

Подпрограмма RGK предназначена для решения систем не выше десятого порядка.

Для тестирования метода необходимо решить уравнение первого порядка вида (50).

$$\frac{dy}{dx} = y(1-x), \quad (51)$$

где $y(0)=1$.

На отрезке $[0, 1]$ с шагом 0.1, т.е. имеем задачу Коши (таблица 1).

Таблица 1 – Сравнение расчетных данных

x/y	0	0.1	0.2	...	1
Точное решение	1.0000	1.0997	1.1972	...	1.6487
Метод Эйлера-Коши	1.0000	1.1050	1.2089	...	1.7324
Метод Рунге-Кутты	1.0000	1.0997	1.1972	...	1.6487

Из рассмотрения сравнения расчетных данных на точном решении дифференциального уравнения методами Рунге – Кутты и Эйлера – Коши видно, что в значениях решения методом Рунге – Кутты верными являются четыре значащих цифры после запятой, а в методе Эйлера – Коши погрешности появляются уже во второй значащей цифре после запятой.

2.2 Программная реализация модели

Основная задача внутренней баллистики в термодинамической остановке формулируется в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений с привлечением алгебраических уравнений, описывающих зависимость среднего давления в системе от свободного объема образующегося при горении пороха и за счет движения снаряда по каналу.

Такие системы обыкновенных дифференциальных уравнений можно решать методом Рунге – Кутты 4-го порядка точности.

При повышенной точности решения ($O(h^4)$) как у метода Рунге – Кутты, на первый план выступает уточненное физическое моделирование задачи, т.к. за точность решения ОЗВБ можно не беспокоиться.

В практике баллистического моделирования именно в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями и формулируется постановка ОЗВБ в соответствии с обобщенным методом Дроздова.

«Ниже используются следующие основные обозначения:

- d — калибр канала — (диаметр канала по полям нарезов в dm);

- S — площадь поперечного сечения канала ствола с учетом нарезов в дм^2 ;
- L_{KH} — длина канала (расстояние от дна канала ствола до конца канала в дм);
- W_0 —объем каморы в дм^3 ;
- q —вес снаряда в кг ;
- ω —вес порохового заряда в кг ;
- T_1 —температура горения пороха в $^\circ\text{K}$;
- f — сила пороха в $\text{кг} \cdot \text{дм} / \text{кг}$;
- α — коэффциент пороховых газов в $\text{дм}^3 / \text{кг}$;
- δ —удельный вес пороха в $\text{кг} / \text{дм}^3$;
- u_x —скорость горения пороха при одной атмосфере в $\text{дм} / (\text{сек} \cdot \text{кг} \cdot \text{дм}^2)$;
- $2e_1$ — начальный наименьший размер порохового зерна в мм ;
- $k, k\lambda$ —характеристики формы порохового зерна;
- z —относительная толщина сгоревшего слоя зерна;
- ψ — относительный вес или объем сгоревшего заряда;
- σ —относительная поверхность горящего порохового зерна;
- l —относительный путь снаряда в дм ;
- v — относительная скорость снаряда в м сек^{-1} ;
- p — среднее давление пороховых газов в данный момент времени;
- $p_{сн}, p_{кн}$ —давления у дна снаряда и у дна канала;
- J_k —импульс давления пороховых газов в конце горения пороха;
- Δ —плотность заряжания в $\text{кг} / \text{дм}^3$;
- l_0 —приведенная длина каморы в дм ;
- $1 + \theta$ — показатель политропы;
- подстрочные индексы: 0 — для момента начала движения метаемого элемента;
- m — для момента наибольшего давления;
- S — для момента распада порохового зерна;

- k — для конца горения пороха;
- d — для момента вылета метаемого элемента» [11] .

Имеются допущения, представленные ниже.

«Уравнения классической внутренней баллистики выводятся для осредненных значений давления p , температуры T и относительного количества сгоревшего заряда ψ , при этом осреднение T и ψ получается, как следствие осреднения давления.

При выводе и интегрировании уравнений используются следующие основные допущения:

- отношение теплоемкостей постоянно и равно среднему значению для температур от T_1 до T_d ;
- коэффициент фиктивности ϕ постоянен и равен среднему значению;
- воспламенение пороха мгновенное;
- сопротивление врезанию пояска в нарезы учитывается величиной P_f , называемой давлением форсирования;
- теплоотдача стенкам орудия учитывается косвенно в силе пороха;
- сила пороха считается постоянной;
- $u = u_1 p$.

Система уравнений, начальные и граничные условия приведены выше.

Необходимо проинтегрировать систему уравнений в процессе движения метаемого элемента по каналу ствола.

На рисунке 13 представлена блок-схема алгоритма решения по разработанной программе интегрирования системы уравнений при решении ОЗВБ» [2]. В процедуре P запрограммированы 3 дифференциальных уравнения – уравнение горения, уравнение движения снаряда под действием давления газов, образующихся при сгорании пороха, уравнения определяющего путь снаряда по каналу ствола и алгебраические соотношения, реализующиеся для поставленной ОЗВБ.

На рисунке 14 представлен скрин программной реализации представленного алгоритма.

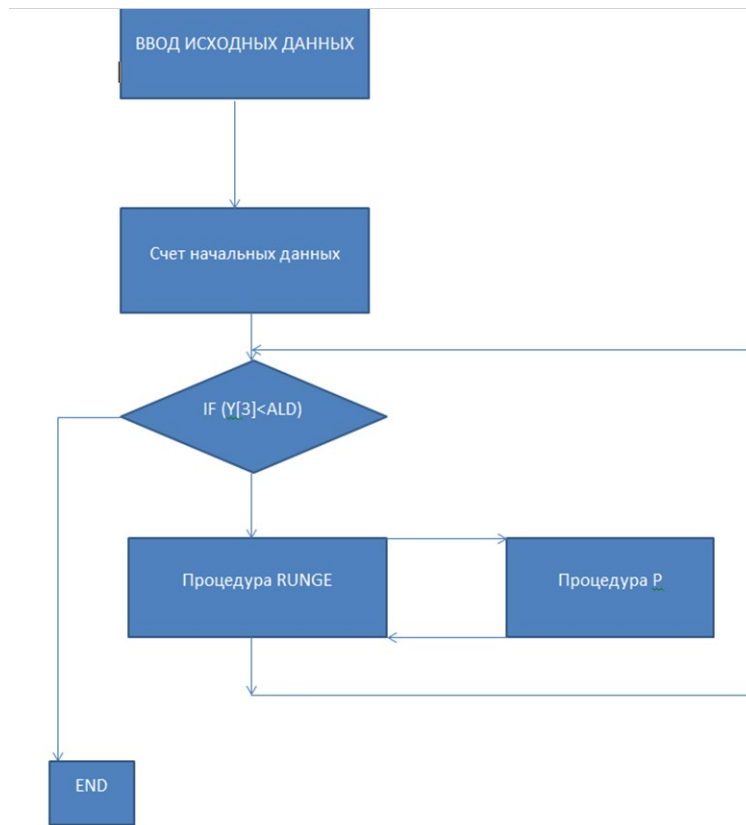


Рисунок 13 – Блок-схема алгоритма решения системы уравнений при решении ОЗВБ

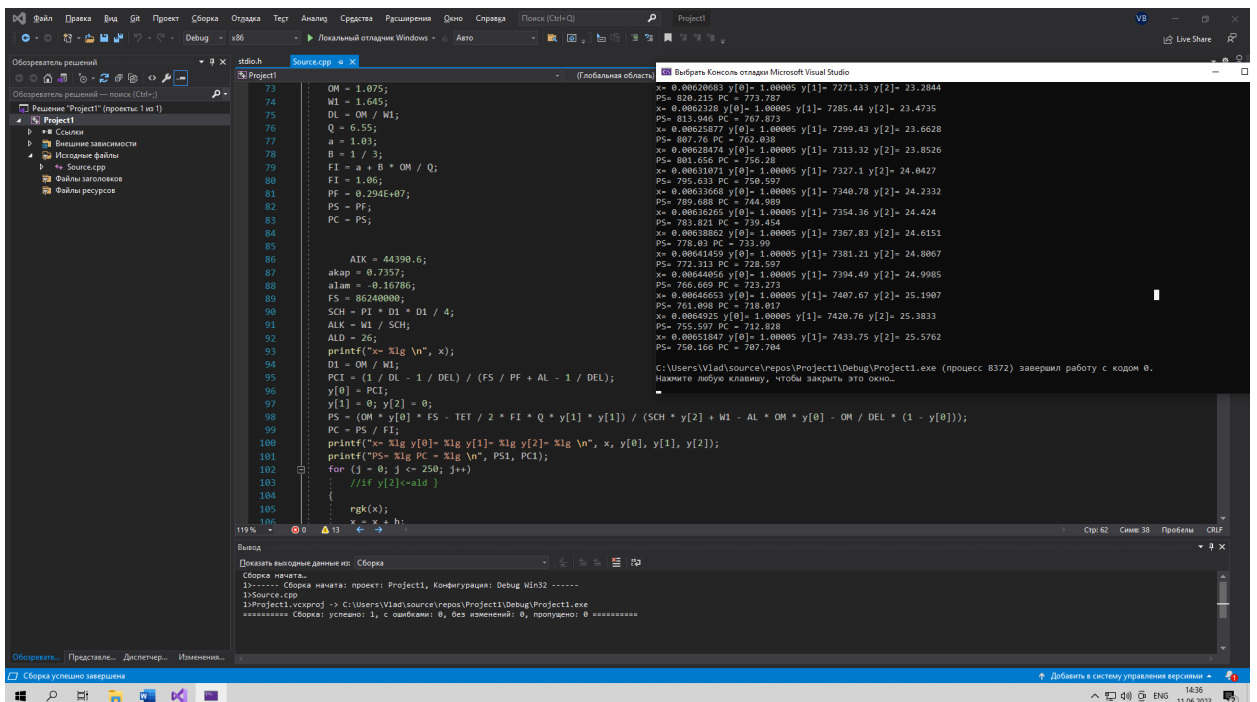


Рисунок 14 – Программная реализация модели

Код программы расчета баллистических параметров на C++ представлен в приложении А.

2.3 Анализ результатов

В случае порохов дегрессивной формы решается ОЗВБ с коэффициентами формы для дегрессивно горящих пороховых зерен.

Баллистические параметры, полученные при решении ОЗВБ рассматриваемой системы калибра 76,3 мм, представлены на графиках рисунка 15.

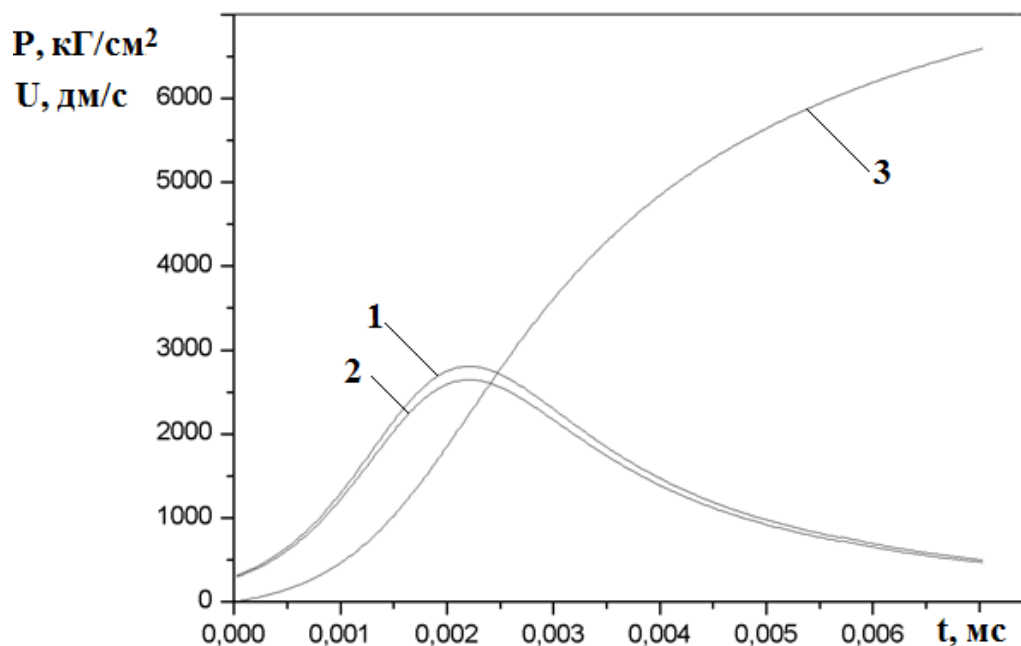


Рисунок 15 – Результаты расчета системы 76,2 мм (1 – давление на дно канала; 2 - давление на снаряде; 3 - скорость снаряда)

Из представленных на рисунке графиков видно, что в процессе выстрела достигается максимальное давление пороховых газов 2800 кГ/см² на дно канала ствола. Расчетное максимальное давление на снаряде составляет 2645 кГ/см². Параметры представлены зависимостями от времени протекания

процесса выстрела. В частности, кривая 3 представляет зависимость скорости снаряда от времени. Расчетная скорость на срезе канала ствола достигает значения 659 м/с. Эти значения близки к экспериментально получаемым значениям, получаемым при испытаниях на рассматриваемой системе.

При расчете баллистики системы 76,2 мм с использованием прогрессивного пороха использовались следующие параметры (исходные данные):

- $t = 0.2597e-4$ с;
- $Ld = 26$ дм;
- $d = 0.7735$ дм;
- $k = 1.2$ б/р;
- $\theta = k-1$ б/р;
- $\pi = 3.14159$;
- $V_{сн} = 0$ м/с;
- $L_{сн} = 0$ дм;
- $P\phi = 0.294e + 07$ дН/дм²;
- $aLk = 44390.6 \frac{\text{дм/сек}}{\text{дН/ дм}^2}$;
- $\kappa_1 = 0.7249$;
- $\lambda_1 = 0.1724$;
- $f = 0.8624e+8 \frac{\text{дН} \cdot \text{дм}}{\text{кг}}$;
- $S_{сн} = \pi * d^2/4$ дм²;
- $Lk = w/S_{сн}$ дм;
- $aLd = 26$ дм;
- $\alpha = 0.98 \frac{\text{дм}^3}{\text{кг}}$;
- $\rho_2 = 1.6 \frac{\text{кг}}{\text{дм}^3}$;
- $\omega = 1.075$ кг;
- $w = 1.645$ дм³;
- $\Delta = 0.6535 \frac{\text{кг}}{\text{дм}^3}$;

- $q = 6.55$ кг;
- $a = 1.03$ б/р;
- $b = 1/3$ б/р;
- $\varphi = 1.06$ б/р.

Здесь представлены:

- шаг по времени при численных расчетах по модели t ;
- система имеет длину канала ствола aLd ;
- диаметр ствола d ;
- заряд системы равен ω ;
- объем камеры составляет w ;
- длина приведенной камеры Lk ;
- масса снаряда q ;
- плотность заряжения Δ ;
- давление форсирования $Pф$;
- коэффициенты фиктивности a, b, φ ;
- κ_1, λ_1 – характеристики формы прогрессивного пороха;
- aLk импульс давления пороховых газов в конце горения пороха;
- f – сила пороха.

Исходные данные приведены в соответствии со своими размерностями.

Для сравнения двух методик расчета баллистики при использовании дегрессивных и прогрессивно горящих порохов необходимо в сравниваемой методике проводить подбор конечного импульса под ранее полученное максимальное давление. В результате расчетов по разработанной программе получены численно следующие баллистические параметры при использовании прогрессивно горящих порохов – $V_{сн} = 684$ м/с – скорость снаряда на дульном срезе, максимальное среднее давление $P = 2800 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$, максимальное давление на снаряде $P = 2645 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$.

Важно также то, что разработанную программную методику можно будет использовать и при применении газодинамических методик,

позволяющих значительно повысить точность предсказания баллистических параметров систем, например, новых схем метания, где принципиально не применимы методы, использующие термодинамический подход, или при исследовании возможностей повышения скоростей или дальностей метания используемых снарядов.

Таким образом, отлажена поставленная задача для расчета баллистики систем при использовании прогрессивно горящих порохов и показана необходимость моделирования горения прогрессивных порохов при их использовании в баллистических системах для уточнения расчетных результатов.

Выводы по главе 2

Рассмотрена математическая модель классической схемы метания в рамках термодинамического похода.

Приведена постановка ОЗВБ в случае использования порохов прогрессивной формы.

Написана программа решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений методом Рунге-Кутты.

Протестирована программа метода Рунге-Кутты на аналитическом решении дифференциального уравнения первого порядка.

Представлена схема решения системы трех обыкновенных дифференциальных уравнений в постановке ОЗВБ в рамках термодинамического похода.

Решена ОЗВБ в рамках термодинамического похода для обычных порохов.

Решена ОЗВБ в рамках термодинамического похода для прогрессивных порохов.

Проведено сравнение полученных результатов для различных порохов и выявлено, что при одинаковых максимальных давлениях использование прогрессивных порохов позволяет повысить скорость метаемого элемента.

Заключение

В ходе выполнения выпускной квалификационной работы на тему «Моделирование работы баллистической системы при использовании составов прогрессивной формы» была рассмотрена классическая схема метания, используемая в баллистических системах.

Изучен геометрический закон газообразования, используемый для определения газоприхода от порохов при различных геометрических параметрах.

Предложен подход для учета газообразования при горении порохов прогрессивной формы.

Рассмотрены особенности горение пороха, в том числе вопросы кинетики горения пороха.

Рассмотрен вопрос определения закона горения пороха в широком интервале изменения давления.

Рассмотрена математическая модель классической схемы метания в рамках термодинамического похода.

Приведена постановка ОЗВБ в случае использования порохов прогрессивной формы.

Написана программа решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений методом Рунге-Кутты.

Протестирована программа метода Рунге-Кутты на аналитическом решении дифференциального уравнения первого порядка.

Представлена схема решения системы трех обыкновенных дифференциальных уравнений в постановке ОЗВБ в рамках термодинамического похода.

Решена ОЗВБ в рамках термодинамического похода для обычных порохов.

Решена ОЗВБ в рамках термодинамического похода для прогрессивных порохов.

Проведено сравнение полученных результатов для различных порохов и выявлено, что при одинаковых максимальных давлениях использование прогрессивных порохов позволяет повысить скорость метаемого элемента.

Во время проведения исследований были изучены материалы, связанные с математическими расчетами, проводимыми с использованием метода Рунге – Кутты, обладающего четвёртым порядком точности на гладких решениях и рассматриваемого как эталонный.

При расчете параметров классической системы, при этом, была решена система 3-х дифференциальных уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями, включая и соответствующие алгебраические уравнения.

Для решения ОЗВБ разработана программа расчета баллистических параметров систем при использовании порохов, в том числе, и прогрессивной формы.

Список используемой литературы и используемых источников

1. Ассовский, И.Г. Физика горения и внутренняя баллистика / И.Г. Ассовский. – М.: Наука 2005. – 357 с.
2. Бахвалов Н.С. Численные методы. Москва: Наука, 1973.
3. Бетехин С.А., Веницкий А.М., Горохов М.С., Станюкович К.П. Газодинамические основы внутренней баллистики. Москва: Оборонгиз, 1957. 384 с.
4. Вентцель Д.А. Внутренняя баллистика. Москва: ВВА им. Н. Е. Жуковского, 1939. 414 с.
5. Вилунов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984. 189 с.
6. Горохов М.С. Внутренняя баллистика ствольных систем. Москва: ЦНИИ Информации, 1985. 160 pp.
7. Горохов М.С. Сравнительная оценка различных баллистических путей увеличения скорости снаряда. Томск: ТГУ, 1952. 516 с.
8. Мареев, В.В. Основы методов конечных разностей [Текст]: учебное пособие / В.В. Мареев, Е.Н. Станкова. — СПб.: Издательство С. – Петербургского университета, 2012. — 64 с.
9. Нигматулин, Р. И. Динамика многофазных сред [Текст]: учебник / Р.И. Нигматулин. — М.: Наука, 1987. — Часть I. — 464 с. Часть II. — 360 с.
10. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. Москва: Мир, 1972.
11. Русяк И.Г., Ушаков В.М. Внутрикамерные гетерогенные процессы в ствольных системах. Екатеринбург: УрО РАН, 2001. 259 с.
12. Рябов А.С. Метод решения главной задачи внутренней баллистики. Москва: МСХМ, 1949. 105 с.
13. Серебряков М.Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. Москва: Оборонгиз, 1962.
14. Тавернье П. Внутренняя баллистика. НИИ-ЗГАУ, 1956. 256 с.

15. Birgigt L. Shell cartridges, 3724377, 1973.
16. Cels A., Simonin R. Improvement in or relating to ballistic devices and projectiles, 1273208, 1972.
17. Corner J. Theory of the Interior Ballistics of Guns. London: New York, 1950. 462 pp.
18. Kirshner H.A. Multi-staged ballistic device, 3388633, 1969.
19. Welfried N. Verfahren zum Erreichen einer erhöhte Beschleunigung von Geschossen in Rohren, 2934848, 1980.
20. Ergun S. Fluid flow through randomly packed columns // Chem. Eng. Progr. – 1952. – V. 48. – P.89 – 94
21. Piacesi, R.; Gates, D. F.; and Seigel, A. E.: Computer Analysis of TwoStage Hypervelocity Model Launchers. Naval Ordnance Laboratory, NOLTR 62-87, Feb. 1963.
22. Charters, A. C.; and Sangster, D. K.: Fortran Computer Program for the Interior Ballistic Analysis of Light Gas Guns. Unpublished manual to CFD code, 1973.

Приложение А

Программа расчета баллистических параметров на C++

```
#include <iostream>
#include <math.h>
#include <fstream>
#include <stdio.h>
const int n = 3;
const double h=0.2597e-4;
int i,j,k,l;
double x,a;
const int m = 9;
const int g = 3;
double f[n];
double y[n];
double y_1[m];
double fk[g][m];
double PCI,DL,AK,TET,PI,VCH,ALCH,AL,DEL,D1;
double OM,W1,Q,B,FI,PF,PS,PC,AIK;
double PS1,PC1,akap,alam,FS,SCH,ALK,ALD;
FILE *file2;
using namespace std;
double Procedure(double x)
{
    f[ 0 ]=sqrt(akap*akap+4*akap*alam*y[0])*PS/AIK;
    f[ 1 ]=SCH*PC/Q;
    f[ 2 ]=y[1];
    if(y[0]>=0.99) f[0]=1;
    if(y[0]>=0.99) y[0]=1;
    PS=(OM*y[0]*FS-TET/2*FI*Q*y[1]*y[1])/(SCH*y[2]+W1-AL*OM*y[0]-OM/DEL*(1-y[0]));
    PC=PS/FI;
    //f[0] = y[0] * (1 - x);
    return 0;
}
double rgk(double x)
{
    Procedure(x);
    for (i = 0; i <= n; i++) {
        fk[0][i] = h * f[i];
        y_1[i] = y[i];
        y[i] = y_1[i] + 0.5 * fk[0][i];
    }
    x = x + 0.5 * h;
}
Procedure(x);
for (i = 0; i <= n; i++) {
    fk[1][i] = h * f[i];
    y[i] = y_1[i] + 0.5 * fk[1][i];
}
```


Продолжение приложения А

```
Procedure(x);
for (i = 0; i <= n; i++) {
    fk[2][i] = h * f[i];
    y[i] = y_1[i] + fk[2][i];
}
x = x + 0.5 * h;
Procedure(x);
for (i = 0; i <= n; i++) {
    fk[3][i] = h * f[i];
    Продолжение приложения А
    y[i] = y_1[i] + 0.1666667 * (fk[0][i] + 2 * fk[1][i] + 2 * fk[2][i] + fk[3][i]);
}
return 0;
}
int main() {
    file2=fopen("exe3.txt","wb+");
    x =0;printf("x= %lg \n", x);
    D1 =0.7735;
    AK =1.2;
    TET = AK-1;
    PI =3.14159;
    VCH =0;
    ALCH =0;
    AL =0.98;
    DEL =1.6;
    OM =1.075;
    W1 =1.645;
    DL =OM/W1;
    Q =6.55;
    a =1.03;
    B =1/3;
    FI =a+B*OM/Q;
    FI =1.06;
    PF =0.294E+07;
    PS =PF;
    PC =PS;
    AIK =44390.6;
    akap =0.7357;
    alam =-0.16786;
    FS =86240000;
    SCH =PI*D1*D1/4;
    ALK =W1/SCH;
    ALD =26;
    printf("x= %lg \n", x);
    D1 =OM/W1;
    PCI =(1/DL-1/DEL)/(FS/PF+AL-1/DEL);
```

Продолжение приложения А

```

y[0] =PC1;
y[1] =0;y[2]=0;
PS =(OM*y[0]*FS-TET/2*FI*Q*y[1]*y[1])/(SCH*y[2]+W1-AL*OM*y[0]-OM/DEL*(1-y[0]));
PC =PS/FI;
printf("x= %lg y[0]= %lg y[1]= %lg y[2]= %lg \n", x, y[0], y[1], y[2]);
printf("PS= %lg PC = %lg \n", PS1, PC1);
for (j = 0; j <= 250; j++)
//if y[2]<=ald }
{
  rgk(x);
  x=x+h;
  PS1 =PS/9800;
  PC1 =PC/9800;
  printf("x= %lg y[0]= %lg y[1]= %lg y[2]= %lg \n", x, y[0], y[1], y[2]);
  printf("PS= %lg PC = %lg \n", PS1, PC1);
  //fprintf(file2,"x= %lg y[0]= %lg y[1]= %lg y[2]= %lg \n", x, y[0], y[1], y[2]);
  //%lg X = %lg %lg P1 = %lg %lg PN= %lg %lg \n");//, x, y[1], y[1], y[1], y[1], y[1], y[1], y[1],
y[1]);
  //for k:=1 to n do
  //begin
  // write(fout,'y[' ,k:1,']=',y[l]:10:6);
  //end;
  //write(fout,'PS=',PS1:9:5, ' ', 'PC=',PC1:9:5);
  }
  }

```