

УДК 536.46, 662.612

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАКОНА ГОРЕНИЯ ВЫСОКОПЛОТНОГО ТОПЛИВА В УСЛОВИЯХ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА

К. С. Рогаев, А. Н. Ищенко, Н. М. Саморокова,
А. С. Дьячковский, А. Д. Сидоров

НИИ прикладной математики и механики Томского государственного университета,
634050 Томск, rogaev@ftf.tsu.ru

Перспективным направлением в ствольной баллистике для повышения дульной скорости метаемого элемента является использование новых топлив в качестве присоединенного заряда. В работе представлена экспериментально-теоретическая методика определения закона горения топлива в манометрическом эксперименте (в замкнутом объеме), позволяющая по небольшому числу опытов определить изменение закона горения по мере сгорания топлива и в зависимости от давления. Методика продемонстрирована на примере обработки трех опытов с модельным высокоплотным топливом. Полученные законы горения высокоплотных топлив в дальнейшем могут быть использованы для расчета газодинамических параметров выстрела из ствольной системы или сопловой бомбы (в полужамкнутом объеме) с использованием данных топлив.

Ключевые слова: манометрическая бомба, закон горения, модельное топливо, высокоплотный заряд, пастообразное топливо, объемная скорость горения.

DOI 10.15372/FGV2023.9309

В современной внутренней баллистике ствольных систем перспективным направлением по увеличению дульной скорости метаемого элемента считается применение зарядов из новых перспективных топлив [1–3], в том числе в качестве присоединенного заряда. Использование более энергетических топлив в сравнении с пироксилиновыми порохами позволяет увеличить запасенную химическую энергию заряда, которая в дальнейшем при контроле газоприхода (использование флегматизатора и прогрессивной формы зерна) позволяет увеличить дульную скорость метания. Использование же новых топлив в качестве присоединенного заряда дает возможность не только использовать повышенную энергию топлива, но и перераспределять эту энергию по стволу в заснарядном пространстве, увеличивая тем самым дульную скорость метаемой сборки без повышения максимального давления в камере заряжания [4, 5]. Данный положительный эффект получается за счет использования новых перспективных топлив и увеличения массы ме-

тательного заряда, перераспределения энергии пороховых газов в заснарядном пространстве, а также за счет использования реактивного подгона метаемого элемента в канале ствола. При использовании новых перспективных топлив в качестве присоединенного заряда на топлива накладывается ряд ограничений, и поэтому необходимо под каждые новые условия использования создавать новые виды топлива и проверять экспериментально их поведение в условиях ствольных систем.

Для оценки возможности применения перспективных топлив в ствольных системах необходимо знать законы их горения и энергетические характеристики. Это позволяет проводить предварительные оценки баллистических характеристик с использованием математической модели газодинамических процессов. Для определения закона горения и энергетических характеристик можно использовать экспериментальную методику с применением манометрической бомбы [6–9].

Целью данной работы было создание универсальной методики определения закона горения твердых моноблочных и пастообразных высокоплотных топлив в замкнутом объеме по минимальному количеству экспериментов. Эта методика позволит получать закон горения в

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-10054, <https://rscf.ru/project/21-79-10054>).

© Рогаев К. С., Ищенко А. Н., Саморокова Н. М.,
Дьячковский А. С., Сидоров А. Д., 2023.

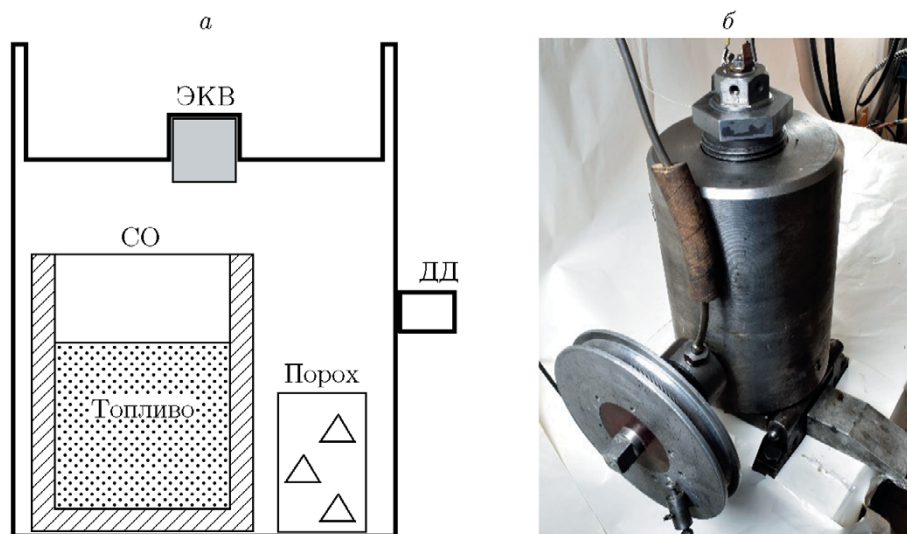


Рис. 1. Схема размещения элементов заряда в манометрической бомбе (а) и внешний вид (б): ЭКВ — электрокапсульная втулка, СО — стальная цилиндрическая обойма, ДД — датчик давления

форме зависимости от доли сгоревшего топлива и давления в виде, удобном для расчета опытов с этим топливом в случае, когда неизвестен характер изменения поверхности и скорости горения топлива.

Методика иллюстрируется примерами опытов, проведенных авторами в манометрической бомбе с пастообразным модельным высокоплотным топливом. Под высокоплотными понимаются топлива, насыпная плотность которых порядка 1.5 г/см^3 , что значительно больше в сравнении с традиционными зерновыми порохами (1 г/см^3).

Топливо сжигалось в стальной цилиндрической обойме диаметром 2.5 см. Для создания необходимого начального давления использовался заряд воспламенителя — пироксилинового пороха с толщиной горящего свода 0.03 см, который размещался рядом с обоймой в бумажном картузе. Зажигание производилось электрокапсюлем. Давление продуктов сгорания регистрировалось пьезокварцевым датчиком давления 2Т6000 и записывалось в цифровом виде с использованием комплекса аппаратуры НЕЙВА-10000. Свободный объем манометрической бомбы с учетом обоймы 158 см^3 . Схема размещения элементов заряда в бомбе показана на рис. 1,а, ее внешний вид — на рис. 1,б.

Рассмотрим эксперимент, в котором сжигалось топливо массой $\omega = 33 \text{ г}$. На экспериментальной зависимости $p(t)$ (рис. 2) рассмат-

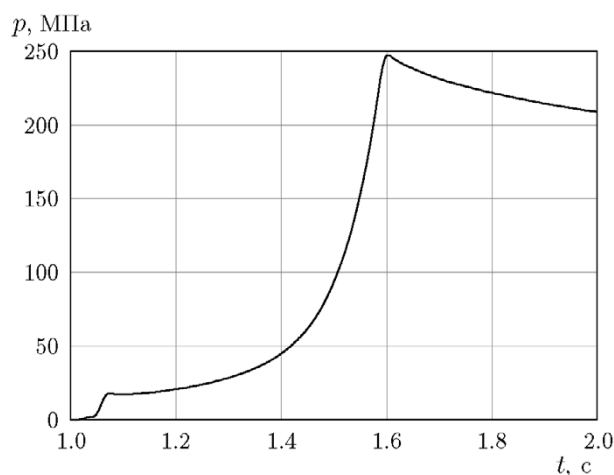


Рис. 2. Экспериментальная зависимость давления в манометрической бомбе от времени

риваем участок от момента сгорания воспламенителя (2.5 г) до достижения максимального давления. Удельная интенсивность газообразования [10] в этом опыте составляет

$$\Gamma = \frac{1}{P} \frac{d\psi}{dt}, \quad (1)$$

здесь ψ — доля сгоревшего топлива, $P = p/p_0$, $p_0 = 0.1 \text{ МПа}$.

Используя методику исследования горения топлива с воспламенителем [9], определяем моменты окончания горения воспламенителя и начала горения топлива. Так как воспламенитель сгорает до начала горения топлива, выра-

жение для P в зависимости от ψ [11] используем в упрощенном виде:

$$P = P_3 + \frac{f\omega\psi + f_{\pi}\omega_{\pi}}{W_1 - \omega/\delta - \alpha_{\pi}\omega_{\pi} - (\alpha - 1/\delta)\omega\psi}, \quad (2)$$

соответственно

$$\psi = \frac{(P - P_3)[W_1 - \omega/\delta - \alpha_{\pi}\omega_{\pi}] - f_{\pi}\omega_{\pi}}{(P - P_3)(\alpha - 1/\delta)\omega_{\pi} + f\omega}. \quad (3)$$

Здесь ω — масса, δ — плотность, α — коволюм, f — сила, W_1 — свободный объем манометрической бомбы с учетом стальной обоймы, P_3 — давление от электрокапсюля, индекс «п» используется для обозначения характеристик воспламенителя (пороха).

Сила высокоплотного топлива определялась по значению максимального давления $P_{\max}$:

$$f = \frac{(P_{\max} - P_3)(W_1 - \alpha_{\pi}\omega_{\pi} - \alpha\omega) - f_{\pi}\omega_{\pi}}{\omega}.$$

Таким образом «автоматически» учитывались теплопотери в стенки манометрической бомбы и стальной обоймы при определении ψ (3).

Производную $\frac{d\psi}{dt}$ находим численным дифференцированием.

Зная $\psi(t)$, можно определить массу сгоревшего топлива $M(t) = \omega\psi(t)$ и представить интенсивность газообразования Γ в виде зависимости от P (рис. 3, а) или от M (рис. 3, б).

Как и для зерновых топлив [10],

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{1}{\Lambda_0} us,$$

где u — скорость горения, s — поверхность горения, Λ_0 — начальный объем топлива.

В случае линейной зависимости $u(P) = aP$ величина $\Gamma = sa\Lambda_0$, т. е. пропорциональна поверхности горения [11], однако зависимость $u(P)$ неизвестна. Также неизвестна поверхность горения, возможны, например, прогорание вдоль стенок контейнера по мере сгорания топлива, турбулизация с повышением давления (или растрескивание для твердых топлив). Здесь значение Γ растет, но начиная с некоторого момента (точка C) практически постоянно, т. е. происходит изменение закона горения, но остается открытым вопрос, меняется

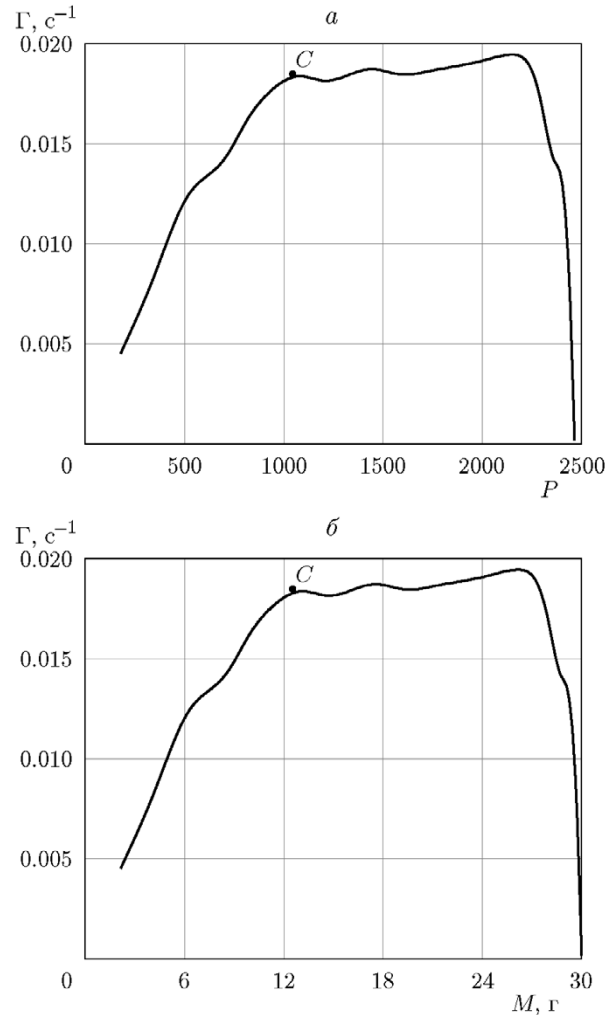


Рис. 3. Зависимости интенсивности газообразования от безразмерного давления (а) и от массы сгоревшего топлива (б)

ли значение Γ по мере прогорания высокоплотного топлива или в зависимости от давления в манометрической бомбе.

Для исследования влияния данных факторов предложен экспериментально-теоретический подход, аналогичный интегродифференциальному методу [10, 11] для зерновых топлив. Он позволяет представить $\frac{d\psi}{dt}$ как произведение двух функций:

$$\frac{d\psi}{dt} = F_1(\psi)F_2(P), \quad (4)$$

т. е. получить объемную скорость горения U в виде

$$U(\psi, P) = \Lambda_0 F_1(\psi)F_2(P). \quad (5)$$

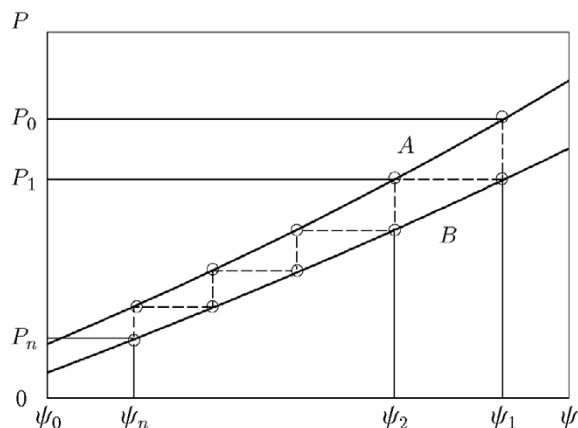


Рис. 4. Схема получения расчетных точек на ψ - P -диаграмме

Важным достоинством метода является то, что не требуется никаких предположений о виде $F_1(\psi)$ и $F_2(P)$. Они определяются как множество точек в плоскостях PF_2 и ψF_1 соответственно, которые можно аппроксимировать любой удобной зависимостью.

Особенности метода таковы, что необходима серия хотя бы из двух опытов, в которых при одном значении ψ достигаются разные значения P . Это возможно, если использовать разную массу воспламенителя при одинаковой массе топлива или разное число одинаковых элементов топлива (в случае пастообразного топлива — в нескольких обоймах) при одном воспламенителе. В случае большого числа опытов используются все пары опытов серии, удовлетворяющие этому условию.

Возьмем два опыта А и В (экспериментальные зависимости $P_A(t)$ и $P_B(t)$) с разным максимальным давлением. Обозначим зависимости (2) и (3) соответственно $P = P_A(\psi)$ и $\psi = \Psi_A(P)$ для опыта А и $P = P_B(\psi)$ и $\psi = \Psi_B(P)$ для опыта В, здесь $P_A(\psi) > P_B(\psi)$ (рис. 4).

Воспламенение и догорание высокоплотного топлива в стальной обойме рассматривать не будем, т. е. берем участок $\psi_0 \leq \psi \leq \psi_1$.

Выберем серию точек ψ_i и P_i следующим образом:

$$\begin{aligned} P_0 &= P_A(\psi_1), \\ P_1 &= P_B(\psi_1), \quad \psi_2 = \Psi_A(P_1), \\ &\dots \\ P_i &= P_B(\psi_i), \quad \psi_i = \Psi_A(P_{i-1}), \end{aligned}$$

пока $\psi_i \geq \psi_0$.

В точке ψ_1 можно записать

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi_A}{dt} \Big|_{\psi=\psi_1} / \frac{d\Psi_B}{dt} \Big|_{\psi=\psi_1} &= \\ &= \frac{F_1(\psi_1)F_2(P_0)}{F_1(\psi_1)F_2(P_1)} = \frac{F_2(P_0)}{F_2(P_1)}. \end{aligned} \quad (6)$$

По экспериментальным зависимостям $P_A(t)$, $P_B(t)$ находим $\psi_A(t)$, $\psi_B(t)$, затем численным дифференцированием — производную в точке ψ_1 , и в результате получаем значение выражения в левой части (6), которое обозначим через a_1 :

$$\frac{d\Psi_A}{dt} \Big|_{\psi=\psi_1} / \frac{d\Psi_B}{dt} \Big|_{\psi=\psi_1} = a_1.$$

Найдем для всех ψ_i

$$a_i = \frac{d\Psi_A}{dt} \Big|_{\psi=\psi_i} / \frac{d\Psi_B}{dt} \Big|_{\psi=\psi_i},$$

запишем систему n уравнений для $n + 1$ неизвестных:

$$\frac{F_2(P_i)}{F_2(P_{i+1})} = a_{i+1}, \quad i = 0, \dots, n-1. \quad (7)$$

Положим $F_2(P_0) = 1$, тогда можно решить систему и найти в каждой точке

$$F_2(P_i) = \frac{1}{a_1 \dots a_i}, \quad i = 1, \dots, n.$$

Аналогично можно записать систему уравнений для функции F_1 :

$$\frac{F_1(\psi_i)}{F_1(\psi_{i+1})} = b_i, \quad i = 1, \dots, n. \quad (8)$$

Находим

$$b_i = \frac{d\Psi_A}{dt} \Big|_{P=P_i} / \frac{d\Psi_B}{dt} \Big|_{P=P_i}.$$

Величину $F_1(\psi_1)$ определяем следующим образом: из (4)

$$\frac{d\Psi_B}{dt} \Big|_{\psi=\psi_i} = F_1(\psi_1)F_2(P_0),$$

а так как $F_2(P_0) = 1$, получаем

$$F_1(\psi_1) = \frac{d\Psi_B}{dt} \Big|_{\psi=\psi_i} = b_0.$$

Решая систему n уравнений (8) для n неизвестных, находим в каждой точке

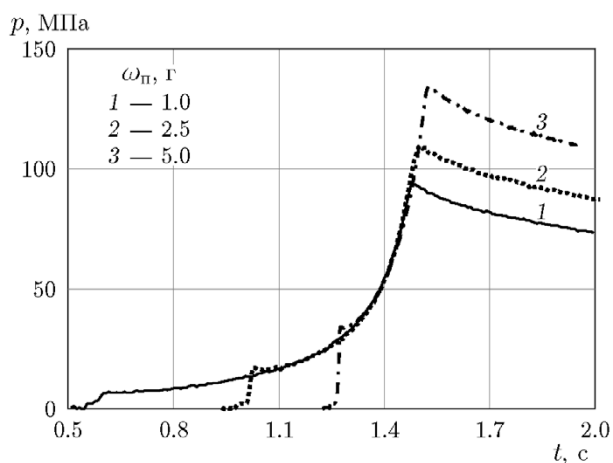


Рис. 5. Экспериментальная зависимость давления в манометрической бомбе от времени при различной массе воспламенителя

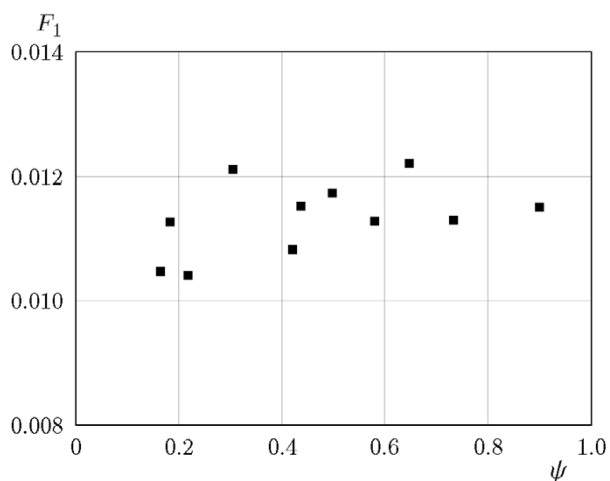


Рис. 6. Зависимость функции F_1 от доли сгоревшего топлива

$$F_1(\psi_i) = \frac{b_0}{b_1, \dots, b_i}, \quad i = 1, \dots, n.$$

Здесь различие в давлении воспламенителя должно быть таким, чтобы получалось необходимое число «ступеней».

Для примера проведена обработка серии опытов (рис. 5). В каждом опыте в одинаковых обоямах размещалась одинаковая масса высокоплотного пастообразного топлива $\omega = 16.5$ г, при этом масса воспламенителя составляла $\omega_{\text{п}} = 1, 2.5$ и 5 г. Так как горение достаточно медленное, можно считать, что давление во всем объеме манометрической бомбы одинаковое.

В данном случае обработаны три пары опытов и все полученные точки представлены

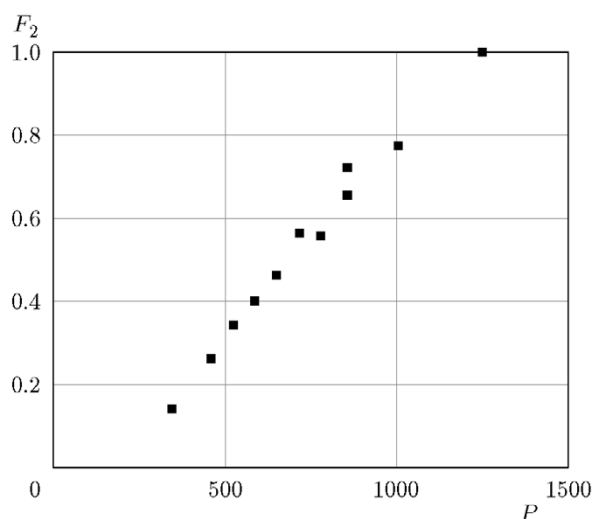


Рис. 7. Зависимость функции F_2 от безразмерного давления

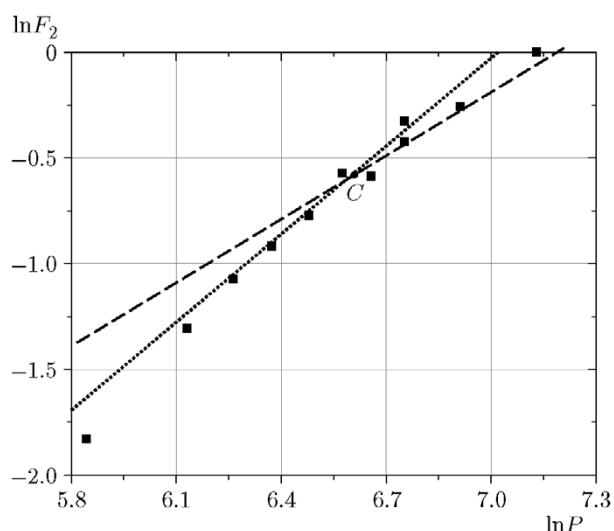


Рис. 8. Зависимость $\ln F_2$ от $\ln P$:
штриховая и пунктирная линии — аппроксимация

в виде единых зависимостей $F_1(\psi)$ и $F_2(P)$ на рис. 6 и 7 соответственно.

Зависимость $F_1(\psi)$ можно считать постоянной. Зависимость $F_2(P)$ можно, например, аппроксимировать степенной функцией $F_2(P) = aP^\nu$, для определения ν представим ее в логарифмических координатах (рис. 8). Так как $\ln(F_2(P)) = \ln a + \nu \ln P$, показатель степени уменьшается с ростом давления и начиная с некоторого давления (точка C) $\nu = 1$ (штриховая линия). То есть с этого момента интенсивность газообразования Γ постоянна, как видно на рис. 3. На начальном участке можно принять $\nu = 1.5$ (пунктирная линия на рис. 8).

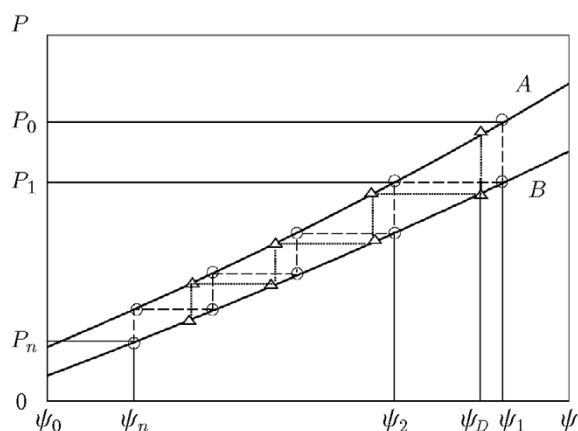


Рис. 9. Схема получения дополнительных расчетных точек на ψ - P -диаграмме

Следовательно, в данном случае закон горения можно рассматривать как функцию только давления. Строго говоря, это не значит, что поверхность постоянна; если она меняется в зависимости от давления, это влияет на вид функции $F_2(P)$ (возможно, как раз поверхность растет на участке OC , а затем постоянна). Закон горения в виде (5) удобно использовать при анализе результатов опытов с высокоплотным топливом. В ряде моделей можно для определенности считать, что поверхность горения пропорциональна $F_1(\psi)$, а скорость послыжного горения пропорциональна $F_2(P)$:

$$s = \Lambda_0 k F_1(\psi), \quad u = (1/k) F_2(P).$$

Для увеличения количества расчетных точек для этой пары опытов можно использовать следующий прием (рис. 9). На «ступеньке» $\psi_1\psi_2$ выбираем дополнительную точку ψ_D (или несколько точек), находим для нее давление P_{DA} , по известным значениям $F_2(P_0)$ и $F_2(P_1)$ находим $F_2(P_{DA}) = D$, строим для нее расчетные точки (P_{Di} , обозначены треугольниками на рис. 9). Для этих точек аналогично (7) записываем систему уравнений:

$$\begin{aligned} F_2(P_{DA}) &= D, \\ \frac{F_2(P_{Di})}{F_2(P_{Di+1})} &= a_{Di+1}, \quad i = 0, \dots, n-2. \end{aligned} \quad (9)$$

Определяем a_{Di} , как выше, решаем систему (9) и получаем дополнительные точки в плоскости PF_2 . Аналогично получаем дополнительные точки в плоскости ψF_1 .

Методику, рассмотренную для опытов с разными навесками воспламенителя, можно использовать для серии опытов, где высокоплот-

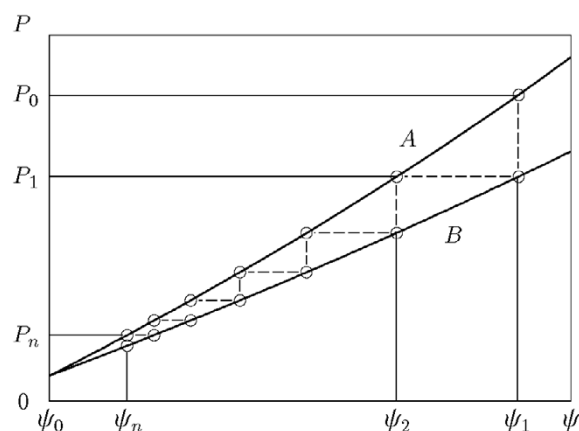


Рис. 10. Схема получения расчетных точек на ψ - P -диаграмме при одной массе воспламенителя и разном количестве стальных обойм

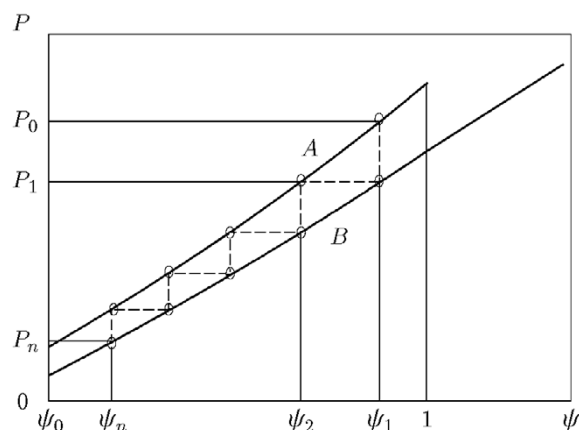


Рис. 11. Схема получения расчетных точек на ψ - P -диаграмме с разными навесками высокоплотного топлива в стальной обойме

ное топливо размещалось в нескольких одинаковых обоймах с одинаковой массой топлива в каждой. Количество обойм в опыте от 1 до 4. Начальное давление воспламенителя везде одно и то же (рис. 10). В этом случае можно существенно уменьшить массу воспламенителя и, следовательно, его влияние. Здесь распределение точек неравномерное, но это не является недостатком.

Если предположить, что закон горения высокоплотного топлива в обойме фиксированного сечения не зависит от высоты образца топлива h , можно обработать аналогично и серию опытов с разными навесками высокоплотного топлива в обоймах. В этом случае для опыта i с высотой образца топлива h_i берем $\psi = h_i/h_0$, где h_0 — минимальная высота в серии опытов (рис. 11). При этом так же, как и ранее, долж-

но выполняться условие неравенства давления в опытах при $\psi = 1$, например, за счет разной массы воспламенителя. Закон горения будет определен на участке $\psi < 1$.

Универсальность метода состоит также в том, что зависимость $P(\psi)$ может быть не только в виде (2), (3), но и в виде любой монотонной зависимости. Например, она может быть задана таблично, в этом случае значения P_i и ψ_i находятся интерполяцией.

Таким образом, предложен экспериментально-теоретический метод получения закона горения в виде объемной скорости горения $U(\psi, P) = \Lambda_0 F_1(\psi) F_2(P)$ даже по двум опытам. Метод продемонстрирован на примере горения высокоплотного пастообразного топлива.

Данный метод может быть использован для исследования горения в замкнутом объеме всех видов перспективных топлив, в том числе моноблочных зарядов. Полученные в результате исследования законы горения высокоплотных топлив могут быть использованы для прогнозирования поведения данных топлив в условиях сопловой бомбы и ствольной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ермолаев Б. С., Сулимов А. А., Романов А. В. Присоединенный высокоплотный заряд конвективного горения в комбинированной схеме выстрела: новые результаты // Горение и взрыв. — 2013. — № 6. — С. 206–210.
2. Сафронов А. И., Крайнов А. Ю. Внутренняя баллистика ствольной системы с присоединенной камерой подгона // Вестн. ТГПУ. Сер. Естеств. и точные науки. — 2004. — Т. 6, № 43. — С. 67–70.
3. Русяк И. Г., Липанов А. М. Исследование сопряженного тепломассообмена при воспламенении и последующем нестационарном эрозионном горении порохов в условиях, приближенных к условиям выстрела // Инж.-физ. журн. — 2016. — Т. 89, № 6. — С. 1553–1563.
4. Ищенко А. Н., Буркин В. В., Касимов В. З., Дьячковский А. С., Рогаев К. С., Саморокова Н. М., Зыкова А. И. Анализ применения перспективных топлив в артиллерийских и стрелковых системах на основе экспериментальных данных, полученных в условиях модельной баллистической установки // Инж.-физ. журн. — 2020. — Т. 93, № 3. — С. 661–668.
5. Буркин В. В., Дьячковский А. С., Ищенко А. Н., Касимов В. З., Рогаев К. С., Саморокова Н. М. Исследование горения пастообразного топлива при различных схемах зарядки // Вестн. Томск. гос. ун-та. Математика и механика. — 2020. — № 67. — С. 89–101. — DOI: 10.17223/19988621/67/9.
6. Botnan J. I. Testing of M7 propellant at different temperatures in closed vessel // Norwegian Defense Research Establishment (FFI). — 2009. — FFI Rep. 2009/01184.
7. Mukhtar A., Nasir H., Waheed H. Pressure-time study of slow burning rate AP/HTPB based composite propellant by using closed vessel test (CVT) // Key Eng. Mater. — 2017. — V. 778. — P. 268–274. — DOI: 10.4028/www.scientific.net/KEM.778.268.
8. Tirak E., Moniruzzaman M., Degirmenci E., Hameed A. Closed vessel burning behavior and ballistic properties of artificially-degraded spherical double-base propellants stabilized with diphenylamine // Thermochim. Acta. — 2019. — V. 680 — 178347. — DOI: 10.1016/j.tca.2019.178347.
9. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. — М.: Оборонгиз, 1962.
10. Барышев М. С., Бураков В. А., Ищенко А. Н., Саморокова Н. М., Хоменко Ю. П. Уточнение закона горения ДРП на основе результатов манометрических испытаний // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: сб. докл. VI Науч. конф. Волжского регионального центра РАН: в 2 т. — Саратов: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2010. — Т. 2. — С. 1007–1013.
11. Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Саморокова Н. М. Интегриродифференциальный метод определения законов горения конденсированных систем в условиях постоянного объема // Физика горения и взрыва. — 1999. — Т. 35, № 1. — С. 67–71.

Поступила в редакцию 16.02.2023.

После доработки 01.03.2023.

Принята к публикации 05.04.2023.