

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГОРЕНИЯ ЗЕРНЕННЫХ ПОРОХОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА

Ю. Ф. Христенко

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете,
634050 Томск

Исследованы закономерности горения зерненных порохов в широком диапазоне плотностей заряжения. При этом использовались нетрадиционные схемы манометрических бомб и модельные баллистические установки, на которых моделировались условия, близкие к реальному выстрелу. Экспериментально установлено, что причиной нестабильности выстрела из легкогазовой установки является плохая воспроизводимость процесса воспламенения и горения исследуемых порохов при плотностях заряжения $\Delta \lesssim 0,5$ г/см³. Показано, что различия в закономерностях газообразования при горении мелких трубчатых и многоканальных порохов в условиях классической манометрической бомбы ($\Delta \leq 0,3$ г/см³) и в реальном выстреле ($\Delta \geq 0,6$ г/см³) связаны не только с влиянием нестационарности горения, но и с зависимостью формы горящего зерна (площади горячей поверхности) от условий эксперимента, и в частности от плотности заряжения. Показано, что использование ступенчатой зависимости множителя при давлении в законе горения позволяет получить хорошее согласование экспериментальной и расчетной кривых давления, включая период воспламенения, что позволяет более точно описывать процесс горения комбинированных зарядов.

Известно, что закономерности горения пороха зависят от параметров процесса, и в частности от скорости нарастания давления [1–6]. В процессе экспериментальных исследований с использованием различных баллистических установок, в том числе легкогазовых установок с легким поршнем [7], было установлено, что, во-первых, при определенных соотношениях параметров заряжения наблюдается разброс значений максимального давления в пороховой камере, во-вторых, параметры в геометрическом законе горения [8], полученные в обычной манометрической бомбе при плотностях заряжения $\Delta \leq 0,3$ г/см³, не подходят для идентификации кривых давления в реальном выстреле ($\Delta \geq 0,6$ г/см³). К аналогичным выводам приходит и автор работы [9]. Известно, что при изменении плотности заряжения существенно меняется уравнение состояния газопороховой смеси, а степень превращения и, следовательно, калорийность пороха зависят от максимального давления процесса [4, 10, 11]. Все это требует разработки методов исследования

закономерностей горения пороховых зарядов в широком диапазоне параметров процесса, и в частности в условиях, близких к условиям выстрела.

Для таких исследований может быть использована манометрическая бомба с металлической диафрагмой [12] (рис. 1, а). В отличие от обычной манометрической бомбы [8] такая конструкция позволяет исследовать процесс зажигания и начальный период горения порохового заряда при высоких плотностях заряжения (до $\Delta \geq 1$ г/см³). Другими преимуществами такой конструкции являются уменьшение влияния теплоотдачи и повышение надежности основных узлов бомбы из-за уменьшения времени контакта с продуктами сгорания. Причем работа с такой бомбой более безопасна даже при значительных рабочих давлениях. Используя две или более последовательно расположенные диафрагмы из стали с высокой ударной вязкостью, например из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, рабочее давление в бомбе можно повысить до 10 кбар. Кроме того, удастся зафиксировать момент срабатывания электрокапсюльной втулки, что позволяет измерить эффективное время зажигания, началь-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 98-01-03010).

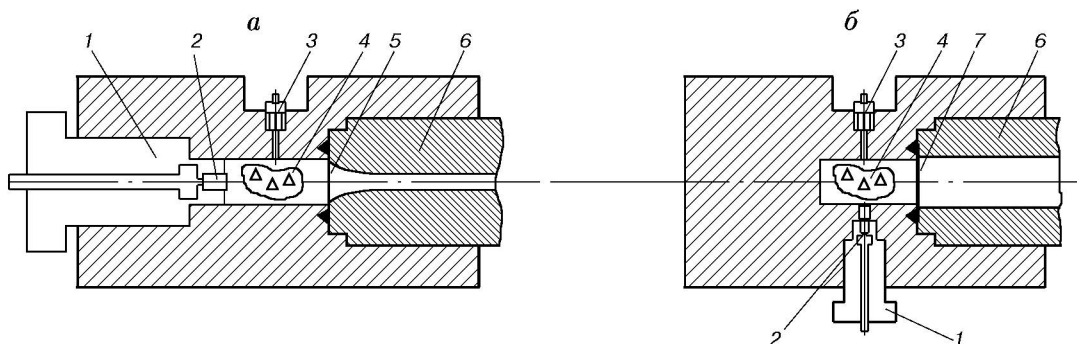


Рис. 1. Манометрические бомбы:

1 — запальная пробка, 2 — электрокапсюльная втулка, 3 — датчик давления, 4 — пороховая камера, 5 — диафрагма, 6 — сопло, 7 — разрушаемая крышка

ное давление процесса (давление воспламенителя, в качестве которого обычно используется дымный ружейный порох (ДРП)) и исследовать воспроизводимость процесса воспламенения и горения порохового заряда в начальный период.

Проведена серия экспериментов для графитированного винтовочного пороха (ВТ, см. [11]) с плотностями заряжения $\Delta = 0,46 \text{ г/см}^3$ (масса заряда $\omega = 9 \text{ г ВТ} + 0,5 \text{ г ДРП}$, объем пороховой камеры $W_0 = 20 \text{ см}^3$) и $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$

($\omega = 12 \text{ г ВТ} + 0,5 \text{ г ДРП}$). Результаты экспериментов представлены на рис. 2. Здесь для всех кривых пики давления, вызванные срабатыванием электрокапсюльной втулки, совмещены и приведены к началу оси времени ($t = 0$). Причем для $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$ даны только наиболее отличающиеся кривые.

При обработке результатов опытов на первом этапе использовали так называемый геометрический закон горения [8]:

$$\psi(z) = kz(1 + \lambda z + \mu z^2), \quad \frac{dz}{dt} = \frac{u_1 p}{e_1} = \frac{p}{I_k},$$

где ψ — относительная доля сгоревшей части; z — относительная толщина сгоревшего свода; k, λ, μ — характеристики формы зерна; e_1 — половина начальной толщины горящего свода порохового зерна; u_1 — скорость горения при $p = 1 \text{ бар}$; I_k — полный импульс давления; p — давление продуктов сгорания. Однако в рамках этого закона не удалось подобрать параметры, при которых можно было бы идентифицировать полученные результаты для всех плотностей заряжения. В связи с этим был использован подход, предложенный М. С. Гороховым: величины k, λ, μ, u_1 считаются некоторыми коэффициентами обобщенного физического закона газообразования и определяются экспериментально отдельно для каждого значения Δ . Оказалось, что найденные таким образом коэффициенты в законе горения существенно зависят от плотности заряжения (см. рис. 2) и отличаются от данных, приведенных в [8] для трубчатых порохов. Так, при $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$ найден коэффициент $k = 1,9$, а теория [8] дает значение $k \approx 1,1$.

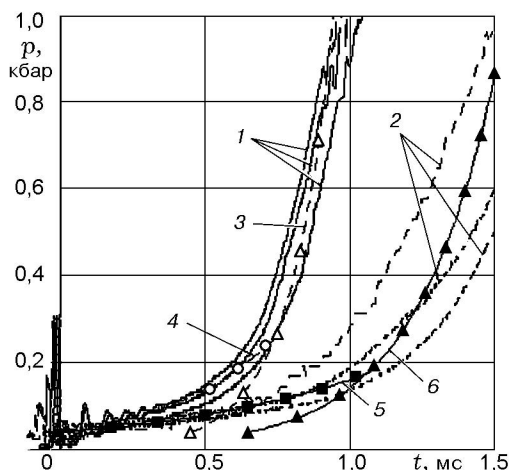


Рис. 2. Зависимость давления в диафрагменной манометрической бомбе от времени:

эксперимент: 1 — опыты № 10, 12, 13, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$, 2 — опыты № 7–9, $\Delta = 0,46 \text{ г/см}^3$;
расчет: 3 — $k = 1,9, \lambda = -0,475, u_1 = 0,555 \cdot 10^{-5}$,
 $\mu = 0$, 4 — $k = 1,9, \lambda = -0,475, u_1 = 0,215 \cdot 10^{-5}$,
 $\mu = 0$, 5 — $k = 1,6, \lambda = -0,375, u_1 = 0,215 \cdot 10^{-5}$,
 $\mu = 0$, 6 — $k = 1,6, \lambda = -0,375, u_1 = 0,555 \cdot 10^{-5}$,
 $\mu = 0$

Экспериментальные кривые давления (см. рис. 2) имеют излом, характерный для горения флегматизированных порохов. При моделировании горения таких порохов используется ступенчатая зависимость параметра u_1 от относительной толщины сгоревшего свода z [8, 13]. Расчеты показали, что применение ступенчатой зависимости $u_1(z)$ (сохранены размерности работы [8], $e_1 = 0,15$ мм):

$$u_1 \left[\frac{\text{дм/с}}{\text{кг/дм}^2} \right] = \begin{cases} 0,215 \cdot 10^{-5}, & z < 0,015, \\ 0,555 \cdot 10^{-5}, & z \geq 0,015, \end{cases}$$

позволяет получить хорошее качественное согласование экспериментальной и расчетной зависимостей $p(t)$, начиная с момента срабатывания электрокапсюльной втулки. В случае, когда u_1 не зависит от z или от ψ , расчетная кривая давления хорошо согласуется с экспериментальной при $p \geq 400 \div 600$ бар, а расчетное начало процесса смещается на $\approx 0,5$ мс от истинного времени срабатывания втулки (см. рис. 2, кривые 3, 6). В то же время, согласно представлениям теории нестационарного горения [1–6], именно этот участок кривой давления собственно и определяет дальнейший закон горения порохового заряда. Это особенно важно для мелких зерновых порохов, у которых начальная толщина «теплового слоя» ($\approx 0,15$ мм при атмосферном давлении и 0,08 мм при $p = 50$ бар) сравнима с начальной толщиной горящего свода $2e_1$ [12, 14].

В экспериментах на диафрагменной манометрической бомбе была отмечена плохая воспроизводимость зависимостей $p(t)$ при $\Delta < 0,5$ г/см³ (см. рис. 2).

Зависимость закона газообразования от скорости нарастания давления (от плотности заряжания) может быть обусловлена не только нестационарностью горения [1–6], но и нарушением собственно геометрического закона горения (подобия формы). Это объясняется тем, что для трубчатых и многоканальных графитированных порохов время воспламенения поверхности каналов зависит от скорости нарастания давления, которая, в свою очередь, зависит от плотности заряжания.

Для проверки выполнения собственно геометрического закона горения использовалась модернизированная манометрическая бомба, в которую вместо диафрагмы вставлялась пластина (крышка) из стеклотекстолита (см. рис. 1, б). Такая конструкция манометрической бомбы обеспечивает быстрый сброс давления

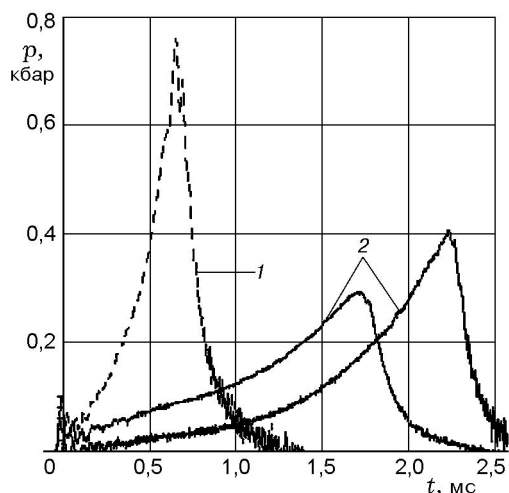


Рис. 3. Зависимость давления в манометрической бомбе с разрушаемой крышкой от времени:

1 — опыт № 29, $\Delta = 0,61$ г/см³ ($\omega = 9$ г ВТ + 0,5 г ДРП); 2 — опыты № 27, 28, $\Delta = 0,21$ г/см³ ($\omega = 3$ г ВТ + 0,5 г ДРП, $W_0 = 20$ см³)

при разрушении стеклотекстолитовой крышки, что приводит к прекращению горения пороха. Измеряя толщину сгоревшего свода недогоревших пороховых зерен, можно исследовать зависимость $\psi(z)$ при различных плотностях заряжания, что достигается изменением толщины стеклотекстолитовой разрушаемой крышки. Подобный подход использовал О. И. Лейпунский при исследовании зависимости толщины прогретого («теплового») слоя от условий воспламенения [12]. Эффективное время сброса давления в такой бомбе зависит от размеров и формы пороховой камеры и материала крышки. В бомбе, схема которой представлена на рис. 1, б, уменьшение давления в два раза происходит за 0,1 ÷ 0,2 мс (рис. 3), что обеспечивает практически мгновенное прекращение горения порохового заряда.

Проведена серия экспериментов с порошком ВТ при плотностях заряжания $\Delta = 0,61$ г/см³ ($\omega = 9$ г ВТ + 0,5 г ДРП, $W_0 = 15$ см³) и $\Delta = 0,21$ г/см³ ($\omega = 3$ г ВТ + 0,5 г ДРП). При этом толщину крышек (давление прорыва) подбирали так, чтобы в момент прорыва (затухания заряда) значения ψ для обеих плотностей заряжания было приблизительно одинаковыми. Результаты статистической обработки опытов приведены в таблице. Измерения проводили следующим образом. Из каждого опыта произвольно выбирали

Результаты экспериментов

Δ , г/см ³	D , мм	$D_0 - D$, мм	d , мм	$d - d_0$, мм	$(D_0 - D) - (d - d_0)$, мм
0,61	0,778	0,018	0,131	0,009	0,009
0,21	0,717	0,079	0,182	0,060	0,019
0,21	0,698	0,098	0,198	0,076	0,022
0,21	0,671	0,125	0,207	0,085	0,040
0,61	0,721	0,075	0,195	0,073	0,002

по 30 пороховых зерен, которые разрезали пополам и на поперечном срезе измеряли внешний (D) и внутренний (d) диаметры в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Результаты 60 измерений осредняли. Таким же образом были измерены и начальные (внешний и внутренний) диаметры порохового зерна: $D_0 = 0,796$ мм, $d_0 = 0,122$ мм. Измерения проводили измерительным микроскопом (цена деления 0,005 мм), осредненные значения величин приведены с точностью 0,001 мм. Данные в последней колонке таблицы и являются критерием выполнения собственно геометрического закона горения.

На рис. 4 приведены зависимости $z(\psi)$ отдельно для внутренней поверхности канала ($z_i = (d - d_0)/e_1$) и наружной поверхности зерна ($z_e = (D_0 - D)/e_1$), где $e_1 = (D_0 - d_0)/2$. Как видно из рисунка, общепринятое мнение [8] о том, что внутренняя поверхность канала воспламеняется позже, но затем выгорает быстрее (за счет более высокого давления в канале) справедливо только при $\Delta > 0,5$ г/см³. Кривые $z_i(\psi)$ и $z_e(\psi)$ в этом случае сближаются

при увеличении ψ . При $\Delta = 0,21$ г/см³ эти кривые расходятся, что свидетельствует о нарушении собственно геометрического закона горения.

Для $\Delta = 0,21$ г/см³ во всем исследуемом интервале ψ имеет место соотношение $dz_i(\psi)/d\psi < dz_e(\psi)/d\psi$ и, следовательно, относительная скорость горения на внутренней поверхности канала $u_{1,i} = dz_i/dt$ ниже, чем скорость горения на внешней поверхности порохового зерна $u_{1,e} = dz_e/dt$. В то же время простые оценки показывают, что давление продуктов горения в канале выше, чем в объеме пороховой камеры (на внешней поверхности зерна). Это является наглядной иллюстрацией того, что «при быстром изменении давления скорость горения оказывается зависящей не только от мгновенного давления, но и от кривой его изменения, что искажает классический закон горения» (см. [2, с. 84]). Кроме того, приведенные на рис. 4 результаты показывают, что при идентификации законов горения использование предположения о независимости закона изменения поверхности горения $\sigma(\psi)$ от плотности заряжания (см., например, [15]) является необоснованным.

Приведенные зависимости означают также, что даже найденные эффективные значения параметров k , λ , μ , u_1 для диафрагменной манометрической бомбы при соответствующей плотности заряжания не вполне адекватно описывают горение заряда в реальных условиях. Это обстоятельство должно учитываться при расчете параметров, например, для легкогазовых установок с легким поршнем, в которых «текущая плотность заряжания» $\rho(x, t)(1 - \psi(x, t))$ и другие параметры потока существенно зависят не только от времени, но и от координаты. Действительно, если для штатного осколочно-фугасного снаряда АО-18 [16] максимальное давление на дно снаряда на 10÷15 % ниже максимального давления в казеннике (см., например, [17]), то в легкогазовых установках максимальное давление на

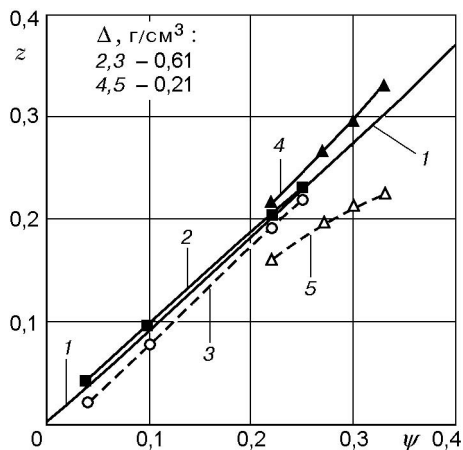


Рис. 4. Зависимости $z(\psi)$ для наружной поверхности зерна (2, 4) и внутренней поверхности канала (3, 5) (1 — геометрический закон)

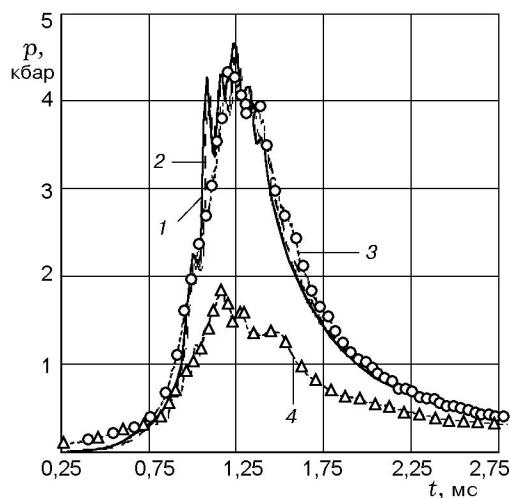


Рис. 5. Зависимость давления в пороховой камере (1–3) и на поршне (4) модельной баллистической установки от времени:

1, 2 — опыты № 34 и № 35 соответственно, порох ВТ, $\Delta = 0,64 \text{ г/см}^3$; 3, 4 — расчет, зависимость $u_1(z)$ ступенчатая

поршне в несколько раз меньше максимального давления в пороховой камере (рис. 5). Вследствие этого закон газообразования при горении пороховых зерен, движущихся за поршнем, отличается от закона газообразования для пороховых зерен, прилегающих к задней стенке пороховой камеры.

Для исследования закономерностей горения порохового заряда в легкогазовых установках с легким поршнем разработана поршневая манометрическая бомба, в которой помимо давления измеряется объем пороховой камеры. Принцип работы такой бомбы ясен из рис. 6.

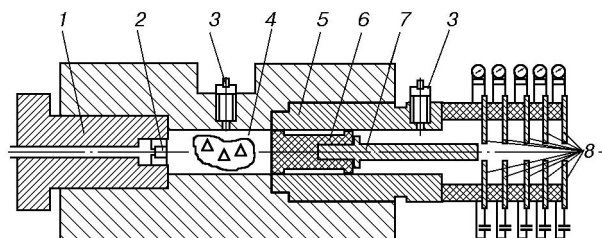


Рис. 6. Поршневая манометрическая бомба:

1 — запальная пробка, 2 — электрокапсульная втулка, 3 — датчик давления, 4 — пороховая камера, 5 — укороченный ствол, 6 — поршень, 7 — игла, 8 — электроды

В [8] исследовалась зависимость физического закона горения (функции интенсивности газообразования $\Gamma(\psi) = (d\psi/dt)/p$) от плотности заряжания и было предложено определять истинную зависимость $\Gamma(\psi)$ экстраполяцией по зависимости $\Gamma(\Delta)$, найденной в условиях манометрической бомбы постоянного объема ($\Delta \leq 0,3 \text{ г/см}^3$). Анализ приведенных выше экспериментальных результатов показывает, что такой прием неприемлем для высоких плотностей заряжания ($\Delta > 0,6 \text{ г/см}^3$), так как закономерности газообразования в этом случае существенно отличаются от газообразования в манометрической бомбе постоянного объема. Поэтому автор [8] ограничивал применение такого подхода скоростями снаряда, не превышающими 1000 м/с , и значениями $\omega/q < 1$ (q — масса снаряда), считая, что «только ... на основе теории неравномерного (нестационарного) горения можно сделать правильное заключение о действительном горении порохового заряда в канале орудия при выстреле».

Описанный выше подход использовался для нахождения параметров закона газообразования при горении графитированного семиканального пороха 4/7 (см. [11, 16]) при плотностях заряжания $\Delta = 0,61$ и $0,76 \text{ г/см}^3$ (гравиметрическая плотность заряжания). Оказалось, что для этого пороха в диапазоне $0,6 \leq \Delta \leq 0,76 \text{ г/см}^3$ может быть использована единая зависимость $\psi(z)$ с параметрами, взятыми из [8] ($k = 0,811$, $\lambda = 0,081$), при ступенчатой зависимости $u_1(z)$ (сохранены размерности из [8], $e_1 = 0,2 \text{ мм}$):

$$u_1 \left[\frac{\text{дм/с}}{\text{кг/дм}^2} \right] = \begin{cases} 0,400 \cdot 10^{-5}, & z < 0,02, \\ 0,483 \cdot 10^{-5}, & z \geq 0,02. \end{cases}$$

Экспериментальные данные и результаты расчетов приведены на рис. 7.

Расчеты, выполненные по методике [18], в которой использовалась односкоростная газодинамическая модель внутренней баллистики [19], и по представленным выше законам горения для порохов ВТ и 4/7, хорошо согласуются с экспериментами, проведенными на модельных баллистических и легкогазовых установках [7] (см. рис. 5). Хорошая повторяемость экспериментов свидетельствует о том, что все пики на экспериментальных кривых имеют физическую природу и связаны с волновыми процессами в пороховой камере.

Анализ данных, приведенных на рис. 2, 3, 5, показывает, что плохая воспроизводи-

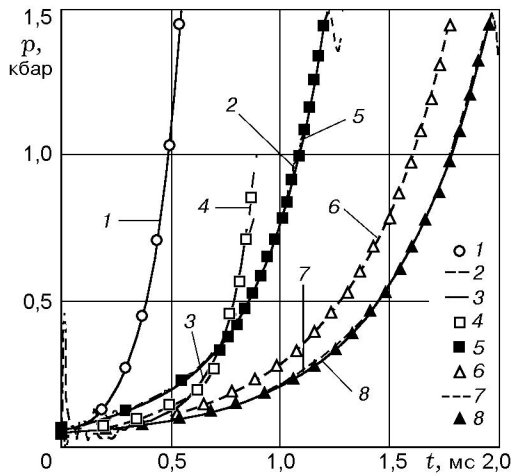


Рис. 7. Зависимость давления в диафрагменной манометрической бомбе от времени:

расчет: 1 — порох ВТ, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$, $u_1(z) = \text{idem}$; 4 — порох ВТ, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$, $u_1(z)$ ступенчатая; 5 — порох 4/7, $\Delta = 0,76 \text{ г/см}^3$, $u_1(z)$ ступенчатая; 6 — порох 4/7, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$, $u_1(z) = \text{idem}$; 8 — порох 4/7, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$, $u_1(z)$ ступенчатая; эксперимент: 2 — опыт № 44, порох 4/7, $\Delta = 0,76 \text{ г/см}^3$; 3 — опыт № 18, порох ВТ, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$; 7 — опыт № 39, порох 4/7, $\Delta = 0,61 \text{ г/см}^3$

мость результатов экспериментов наблюдается только при $\Delta \leq 0,5 \text{ г/см}^3$, причем при $\Delta = 0,21 \text{ г/см}^3$ это наблюдается даже тогда, когда масса воспламенителя (ДРП) составляет 16 % массы основного заряда (см. рис. 3). Это обстоятельство, по-видимому, и является причиной разброса максимальных давлений в пороховой камере легкогазовых установок с легким поршнем [7, 9].

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 2, 3, 5, 7, позволяют оценить зависимость времени зажигания от плотности заряжения для различных порохов при различных условиях воспламенения. Анализ этих результатов показывает, что в идентичных условиях ($W_0 = 20 \text{ см}^3$, $\omega = 0,61 \text{ г/см}^3$, $\omega = 9 \text{ г ВТ} + 0,5 \text{ г ДРП}$) эффективные времена зажигания порохов ВТ и 4/7 различаются: $\approx 0,6$ и $1,1$ мс соответственно (см. рис. 7). При $u_1(z) = \text{idem}$ эффективное время зажигания не учитывается и расчетные кривые давления смещены к началу координат относительно экспериментальных кривых (см. рис. 7), причем это смещение различно для порохов ВТ и 4/7. Таким образом, если расчет процесса горения заряда, состоящего из пороха одной марки, при $u_1(z) = \text{idem}$ приводит к неправильному опре-

делению только времени достижения максимального давления (общего времени выстрела), то при расчете горения комбинированного заряда это приводит к неправильному вычислению всей кривой давления и его максимального значения. Эксперименты на диафрагменной манометрической бомбе при условиях, соответствующих реальному выстрелу, а также использование ступенчатой зависимости $u_1(z)$ позволяют учитывать эффективное время зажигания отдельно для каждого пороха. Это дает возможность повысить точность расчета процесса горения комбинированных зарядов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, экспериментальные исследования закономерностей горения зерновых порохов, проведенные в широком диапазоне изменения плотностей заряжения с использованием нетрадиционных схем манометрических бомб, показали плохую воспроизводимость процесса воспламенения и горения исследуемых порохов при плотностях заряжения ниже $0,5 \text{ г/см}^3$.

Экспериментально установлено, что изменение закономерностей газообразования при изменении динамики нарастания давления для различных плотностей заряжения связано не только с влиянием нестационарности процесса горения, но и с нарушением собственно геометрического закона горения. Это подтверждает предсказанную Я. Б. Зельдовичем зависимость скорости горения от динамики изменения давления и от предыстории процесса.

Показано, что использование ступенчатой зависимости множителя при давлении в законе горения позволяет получить хорошее согласование экспериментальной и расчетной кривых давления, включая период воспламенения, что позволяет более точно описывать процесс горения комбинированных зарядов.

Автор благодарит Е. В. Жалнина за помощь в проведении экспериментов и обработке их результатов, В. В. Жаровцева за предоставленную программу расчета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Горение пороха при переменном давлении // Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982. С. 278–300.
2. Зельдович Я. Б. К теории горения порохов и взрывчатых веществ // Там же. С. 49–86.

3. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
4. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
5. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А., Похил П. Ф. Нестационарные процессы при горении пороха // Горение и взрыв: Материалы Третьего всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. М.: Наука, 1972. С. 83–86.
6. Ассовский И. Г. К теории нестационарного горения топлива при высоких давлениях // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294, № 1. С. 103–106.
7. Христенко Ю. Ф. Экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов легкогазовых установок // Избр. доклады междунар. конф. «Всесибирские чтения по математике и механике». Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1997. Т. 2: Механика. С. 114–122.
8. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика. М.: Оборонгиз, 1949.
9. Bogdanoff D. W. CFD Modelling of Bore Erosion in Two-Stage Gas Guns. NASA TM-112236, August 1998.
10. Броуд Г., Энстром Дж. Внутренняя баллистика, появление вспышки и дымового облака // Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир, 1976. С. 160–186.
11. Пороха, ракетные твердые топлива и взрывчатые вещества / В. К. Марьин, В. П. Зеленский, Б. М. Орлов и др. М.: Изд-во МО РФ, 1992.
12. Лейпунский О. И. О поверхностном слое горящего пороха // Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982. С. 301–305.
13. Жилиев А. М., Дудин С. В. Внутрибаллистическая задача Лагранжа для регулируемой скорости послыного горения пороха // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 5. С. 78–84.
14. Лейпунский О. И., Зенин А. А., Пучков В. М. Влияние катализатора на характеристики зоны горения конденсированного вещества // Горение и взрыв: Материалы Третьего всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. М.: Наука, 1972. С. 74–81.
15. Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П., 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.
16. Кувшинов В. М., Сергеев В. В., Дубнер М. И. Работы в области внутренней баллистики отечественных малокалиберных средств вооружения // Боеприпасы. 1995. № 5–6. С. 22–26.
17. Жалнин Е. В., Христенко Ю. Ф. Об одном методе улучшения баллистической эффективности порохового заряда // Механика летательных аппаратов и современные материалы. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1998. С. 48–49.
18. Жаровцев В. В., Комаровский Л. В., Погорелов Е. И. Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1989.
19. Газодинамические основы внутренней баллистики / С. А. Бетехтин, А. М. Виницкий, М. С. Горохов и др. М.: Оборонгиз, 1957.

*Поступила в редакцию 17/V 1999 г.,
в окончательном варианте — 13/VII 2000 г.*