

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАКОНОВ ГОРЕНИЯ ПОРОХА НА ОСНОВЕ МАНОМЕТРИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

Ю. П. Хоменко, В. М. Широков

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете, 634050 Томск
khomjp@niipmm.tsu.ru

Предложены две методики обработки результатов манометрических испытаний порохов: методика определения силы пороха, коволюма пороховых газов и зависимости степени сгорания заряда от давления, учитывающая теплообмен продуктов горения со стенками манометрической бомбы; методика определения линейного закона нестационарного горения в форме, обоснованной Я. Б. Зельдовичем. Показано, что учет теплопотерь необходим не только для установления силы пороха и коволюма, но и для определения закона горения.

Ключевые слова: теплопотери, нестационарное горение, манометрические испытания, закон горения, сила пороха, коволюм.

Манометрические испытания, т. е. сжигание образца исследуемого топлива в условиях постоянного объема (в манометрической бомбе [1]), являются практически единственным способом определения калорических характеристик топлив и идентификации законов горения и газообразования. В ходе эксперимента при этом обычно регистрируется лишь зависимость давления продуктов сгорания от времени, на основе которой при ряде упрощающих предположений устанавливаются указанные характеристики. Известные к настоящему времени [1] методики обработки экспериментальных результатов создавались в основном в конце XIX и первой трети XX века и базировались на доступных в то время методах измерения и регистрации давления. Современная измерительная и регистрирующая техника позволяет существенно повысить точность экспериментальных данных и открывает возможности для создания новых уточненных методов их обработки.

В данной работе описываются методики определения силы пороха и коволюма пороховых газов, а также нестационарных эффектов при горении пороха, учитывающие теплообмен продуктов горения со стенками бомбы. Следует отметить, что вследствие кратковременности процесса и малой толщины прогретого слоя (≈ 0.1 мм) непосредственные измерения темпе-

ратуры стенки бомбы или тепловых потоков от продуктов сгорания представляют сложную проблему, к настоящему времени не решенную. Поэтому при разработке описываемых в работе методик предполагалось, что из эксперимента известна лишь временная зависимость давления. Такая ситуация типична для большинства манометрических испытательных стендов. Представленные результаты получены на основе экспериментов, при проведении которых использовались пьезоэлектрические датчики давления Т6000, сигнал с которых после усиления тензостанцией Нейва-2К регистрировался 10-разрядным аналого-цифровым преобразователем АЦП-0600 с частотой 1 МГц.

Полученные в опытах зависимости давления от времени обрабатывались в два этапа. На первом этапе определялись сила пороха, коволюм пороховых газов и зависимость степени выгорания от давления с учетом тепловых потерь по методике, являющейся усовершенствованным вариантом описанной в [2]. На втором этапе устанавливалась зависимость линейной скорости горения от времени.

На практике регистрация зависимости $p(t)$ начинается с некоторого, достаточно большого по сравнению с атмосферным, давления p_0 ($p_0 \cong 10$ МПа), достигаемого в момент времени, который обозначим t_0 . Период времени $0 < t < t_0$ будем называть начальным.

Вследствие горения заряда давление растет и в некоторый момент времени $t = t_{\max}$ принимает максимальное значение p_{\max} . Данный период будем называть основным. Оче-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-03-33121) и программы «Университеты России» (проект № УР.04.01.044).

видно, что в момент $t = t_{\max}$ приток энергии вследствие горения заряда сравнивается с оттоком вследствие теплоотдачи, т. е. в этот момент времени, строго говоря, заряд нельзя считать сгоревшим полностью. Момент полного сгорания обозначим t_k , а период $t_{\max} < t < t_k$ будем называть периодом догорания. Его продолжительность определяется толщиной свода догорающих элементов.

Закон сохранения энергии в случае горения пороха в манометрической бомбе имеет вид

$$\Delta \frac{d\varepsilon_s}{dt} = -\frac{S}{W} q_w, \quad (1)$$

где Δ — плотность заряжения, ε_s — внутренняя энергия единицы массы газопороховой смеси, S — площадь поверхности контакта пороховых газов с бомбой, W — объем бомбы, q_w — тепловой поток в стенки бомбы, приходящийся на единицу площади.

Из калорического уравнения состояния газопороховой смеси, предполагая, что продукты горения воспламенителя и исследуемого топлива не реагируют между собой и их температуры и давления равны, а сжимаемость конденсированных компонентов пренебрежимо мала, имеем [3]:

$$\varepsilon_s = \frac{1}{\theta} \frac{p}{\Delta} \left[1 - \frac{\Delta_1(1-\psi_1)}{\delta_1} - \frac{\Delta_2(1-\psi_2)}{\delta_2} - \Delta_1\psi_1b_1 - \Delta_2\psi_2b_2 \right] + \frac{\Delta_1f_1(1-\psi_1)}{\Delta\theta_1} + \frac{\Delta_2f_2(1-\psi_2)}{\Delta\theta_2}, \quad (2)$$

$$\theta = \left(\frac{\Delta_1\psi_1}{M_1} + \frac{\Delta_2\psi_2}{M_2} \right) / \left(\frac{\Delta_1\psi_1}{M_1\theta_1} + \frac{\Delta_2\psi_2}{M_2\theta_2} \right),$$

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2,$$

где p — давление, $\theta = c_p/c_v - 1$ (c_p , c_v — удельные теплоемкости пороховых газов при постоянных давлении и объеме соответственно), δ — истинная плотность пороха, ψ — относительная доля сгоревшего пороха, b — коволюм, f — сила пороха, M — молярная масса продуктов горения; индекс 1 относится к воспламенителю, все характеристики которого считаются известными, 2 — к основному заряду.

Интегрируя (1) по времени от момента $t = 0$, соответствующего началу горения воспламенителя, до момента времени t , большего, чем время окончания горения воспламенителя, с учетом начальных условий

$$t = 0: \quad p = 0, \quad \psi_1 = \psi_2 = 0$$

получаем уравнение

$$\frac{p}{\theta} \left[1 - \frac{\Delta_2(1-\psi_2)}{\delta_2} - \Delta_1b_1 - \Delta_2\psi_2b_2 \right] - \frac{\Delta_2\psi_2f_2}{\theta_2} = \frac{\Delta_1f_1}{\theta_1} - \frac{S}{W} \int_0^t q_w dt. \quad (3)$$

Оно устанавливает соответствие между измеренной в опыте зависимостью $p(t)$ и степенью сгорания основного заряда $\psi_2(t)$. Предполагается, что момент времени t_0 , соответствующий началу регистрации давления, превосходит время горения воспламенителя.

После сгорания основного заряда из (1) с учетом (2) имеем уравнение, описывающее изменение давления в бомбе в период остывания:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{\theta}{1-b_1\Delta_1-b_2\Delta_2} \frac{S}{W} q_w. \quad (4)$$

Распределение температуры в стенке бомбы вследствие кратковременности процесса описывается одномерным уравнением теплопроводности

$$\delta_0 c_2 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (5)$$

где δ_0 — плотность материала бомбы, c_2 — удельная теплоемкость материала бомбы, T — температура, λ — коэффициент теплопроводности, x — пространственная координата, направленная по нормали к поверхности в глубь материала бомбы. Считается, что c_2 и λ — известные функции температуры.

Уравнение (5) решается при следующих начальных и граничных условиях:

$$\begin{aligned} t = t_0: \quad & T(t_0, x) = T_1(x), \\ x = 0: \quad & -\lambda(T_w) \frac{\partial T}{\partial x} = q_w, \\ x \rightarrow \infty: \quad & \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \end{aligned}$$

где $T_1(x)$ — начальное распределение температуры в стенке бомбы, T_w — температура на

поверхности бомбы, контактирующей с пороховыми газами.

Решение уравнения (5) совместно с уравнениями (3), (4) описывает процесс горения заряда в бомбе с учетом теплоотдачи при заданной зависимости теплового потока от параметров процесса. Структура указанной зависимости определялась следующими соображениями. Механизм теплообмена — кондуктивно-конвективный. Кондуктивный теплообмен связан с осаждением конденсированных продуктов горения воспламенителя и исследуемого состава на стенки бомбы, однако в целом теплообмен подчиняется закону Ньютона

$$q_w = \alpha(T_g - T_w),$$

где T_g — температура пороховых газов, а коэффициент теплообмена α выбран в виде

$$\alpha = \begin{cases} A\rho^0(2 - \psi_2)^k, & \psi_2 \leq 1, \\ A\rho^0, & \psi_2 > 1, \end{cases} \quad (6)$$

A — постоянный коэффициент, ρ^0 — истинная плотность пороховых газов. Отметим, что по определению $\psi_2 \leq 1$, однако в описываемом алгоритме в процессе расчетов нарушение этого неравенства формально допускается. Истинную плотность пороховых газов можно записать в виде

$$\rho^0 = \frac{\Delta_1 + \Delta_2\psi_2}{1 - (\Delta_2/\delta_2)(1 - \psi_2)}.$$

Множитель ρ^0 в выражении для α соответствует предположению Мюраура, что потери вследствие теплообмена пропорциональны числу ударов молекул пороховых газов о стенки бомбы [1]. Множитель, зависящий от ψ_2 , учитывает кондуктивно-конвективный характер теплообмена, интенсивность которого наиболее велика в начале процесса горения вследствие осаждения на стенки бомбы горячих конденсированных продуктов горения воспламенителя и интенсивного движения пороховых газов, вызванного воспламенительным импульсом, а затем уменьшается из-за экранирования материала бомбы осевшим на ее стенки и уже остывшим конденсатом и естественного затухания интенсивности движения пороховых газов.

Учитывая термическое уравнение состояния для пороховых газов

$$\begin{aligned} p(1/\rho^0 - b) &= RT_g/M, \\ b &= (\Delta_1 b_1 + \Delta_2 b_2)/(\Delta_1 + \Delta_2), \\ 1/M &= (\Delta_1/M_1 + \Delta_2/M_2)/(\Delta_1 + \Delta_2) \end{aligned}$$

(R — универсальная газовая постоянная, M — средняя молярная масса), выражение для теплового потока после сгорания заряда можно представить в виде

$$q_w = A(\Delta_1 + \Delta_2) \left[\frac{p(1 - b_1\Delta_1 - b_2\Delta_2)}{R(\Delta_1/M_1 + \Delta_2/M_2)} - T_w \right].$$

Интегрируя (4) по времени, с учетом последнего уравнения получаем

$$\begin{aligned} I_{exp} &= \int_{t_{k1}}^{t_{k2}} T_w dt = \\ &= B_2 \left[B_1 \int_{t_{k1}}^{t_{k2}} p dt - p(t_{k1}) + p(t_{k2}) \right], \quad (7) \end{aligned}$$

$$B_1 = \frac{AS\theta(\Delta_1 + \Delta_2)}{RW(\Delta_1/M_1 + \Delta_2/M_2)},$$

$$B_2 = \frac{W(1 - b_1\Delta_1 - b_2\Delta_2)}{AS\theta(\Delta_1 + \Delta_2)},$$

где t_{k1} , t_{k2} — некоторые моменты времени после окончания горения ($t_{k2} > t_{k1} > t_k$).

Учет теплопотерь в начальный период и определение распределения температуры в стенке бомбы при $t = t_0$ проведем следующим образом. Вычислим поток q_{w0} в момент окончания начального периода по закону Ньютона, считая, что температура стенки совпадает с начальной, а температура газа определяется из термического уравнения состояния.

Для расчета входящего в (3) интеграла воспользуемся приближенной формулой

$$\int_0^{t_0} q_w dt = \frac{1}{2} q_{w0} t_0.$$

Уравнение (3) при $t = t_0$ позволяет определить $\psi_{20} = \psi_2(t_0)$ с учетом теплопотерь в начальный период, продолжительность которого можно иногда считать известной из эксперимента. Если продолжительность начального периода неизвестна из эксперимента с достаточной точностью, то ее можно оценить путем линейной

экстраполяции записи давления в координатах t , $\ln(p)$ от точек с ординатами $\ln(p_0)$, $\ln(2p_0)$ к точке с ординатой $\ln(p_b)$:

$$t_0 = \Delta t \ln(p_0/p_b) / \ln 2,$$

где Δt — время изменения давления от p_0 до $2p_0$; p_b — давление в бомбе после срабатывания капсюльной втулки, которое определялось по формуле пиростатики [1].

Влияние начального периода на распределение температуры в стенке учтем, используя аналитическое решение уравнения теплопроводности [4] для случая постоянного потока q_w . В соответствии с этим решением

$$T_1(x) = T(x, t_0) = T_0 + \frac{2q_w 0}{\lambda(T_0)} \sqrt{at_0} \operatorname{ierfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at_0}}\right),$$

где

$$\operatorname{ierfc}(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-u^2) - u \operatorname{erfc}(u),$$

$$\operatorname{erfc}(u) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp(-u^2) du,$$

a — коэффициент температуропроводности при $T = T_0$.

Уравнение (7) позволяет определить I_{exp} по измеренной в эксперименте зависимости $p(t)$. С другой стороны, решение уравнения (5) с записанными начальными и граничными условиями совместно с (3), (4) позволяет установить аналогичный интеграл, который обозначим через I_{cal} .

Допустим, что для некоторого образца пороха проведена серия из N опытов. Функцию $\Phi_n(f, b, A_n, k_n)$ (n — номер опыта) определим следующим образом:

$$\Phi_n(f, b, A_n, k_n) = \int_{t_{k1}}^{t_{k2}} (1 - \psi_2)^2 dt + (I_{cal} - I_{exp})^2.$$

Неизвестные параметры A_n и k_n , определяющие теплообмен, предполагаются различными для разных опытов, так как достаточно сложно обеспечить полную идентичность условий теплообмена от опыта к опыту. В данной серии экспериментов естественно принять за истинные значения параметров f , b , A_n , k_n ($n = 1, \dots, N$) величины, обеспечивающие минимум функции

$$\Phi = \sum_1^N \Phi_n, \quad (8)$$

так как при этом минимизируются среднее отклонение $(1 - \psi_2)^2$ на участке от t_{k1} до t_{k2} и среднее значение разницы температур стенки бомбы, вычисленной, с одной стороны, на основе решения уравнения теплопроводности, а с другой — полученной с использованием экспериментальной зависимости $p(t)$. Это приводит к необходимости решать весьма трудоемкую задачу о поиске минимума функции $2N + 2$ аргументов.

С целью уменьшения трудоемкости использовался следующий алгоритм. Два опыта из проведенной серии экспериментов выбраны в качестве базовых ($n = 1, 2$). При этом опыт № 1 соответствовал наибольшей плотности заряжания в бомбе с наименьшей величиной S/W , а опыт № 2 — наименьшей плотности заряжания в этой же бомбе. Из решения задачи поиска минимума функции

$$\Phi_{12}(f, b, A_1, k_1, A_2, k_2) = \Phi_1 + \Phi_2$$

определялись соответствующие значения аргументов, часть которых, а именно A_1, k_1, A_2, k_2 , использовалась при обработке остальных опытов. Дальнейшая обработка состояла в решении ряда задач о поиске минимума функций

$$\begin{aligned} \Phi_{1n}(f, b, A_n, k_n) &= \Phi_1 + \Phi_n, \\ \Phi_{2n}(f, b, A_n, k_n) &= \Phi_2 + \Phi_n, \quad n = 3, \dots, N. \end{aligned}$$

В итоге получили $2N - 3$ значений f и b , по близости которых можно судить о соответствии действительности зависимости (6), использованной для коэффициента теплообмена. Именно таким образом и выявилась необходимость введения в формулу для коэффициента теплообмена множителя, зависящего от ψ_2 , так как при его отсутствии разброс значений f и b был совершенно неприемлемым. Тестовые расчеты методом [5] показали, что и решение задачи о минимизации функции (8), и описанный алгоритм дают практически не различающиеся результаты. Кроме этого было установлено, что промежутком времени $t_k - t_{\max}$ можно пренебречь.

На рис. 1 приведены некоторые результаты обработки серии из 15 экспериментов с порохом типа ВТ в трех бомбах, отличающихся отношением S/W . Плотность заряжания изменялась в диапазоне $0.1 \div 0.2$ г/см³. Горение инициировалось электрической капсюльной втулкой, воспламенитель не применялся.

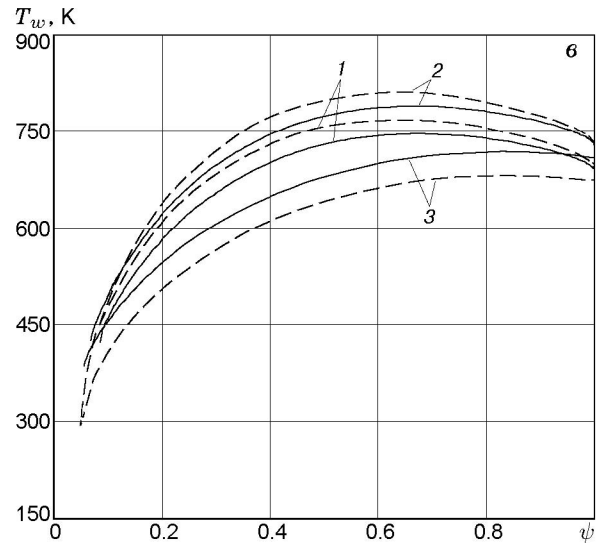
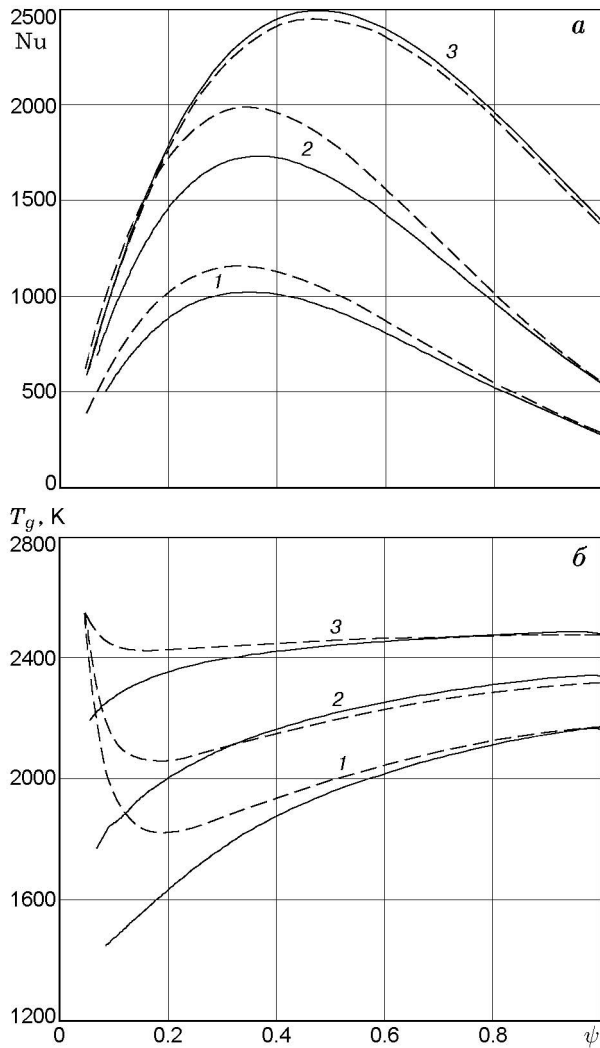


Рис. 1. Зависимость числа Нуссельта (а), температуры пороховых газов (б) и температуры стенки бомбы (в) от доли сгоревшего заряда:

1 — $S/W = 4.1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta = 0.2 \text{ г/см}^3$; 2 — $S/W = 2.2 \text{ см}^{-1}$, $\Delta = 0.1 \text{ г/см}^3$; 3 — $S/W = 1.1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta = 0.2 \text{ г/см}^3$; сплошные кривые — с учетом начального периода, штриховые — без учета начального периода

На рис. 1, а представлены зависимости числа Нуссельта Nu от относительной доли сгоревшего заряда (в качестве характерной длины использовалась величина W/S). Отметим большое различие теплового потока в стенку в отдельных опытах, что можно объяснить невозможностью обеспечения идентичности состояний внутренней поверхности бомбы от опыта к опыту.

На рис. 1, б, в показаны зависимости температуры пороховых газов и температуры стенки бомбы от относительной доли сгоревшего заряда для этих же опытов с учетом и без учета начального периода. По зависимостям температуры газов от ψ , полученным без учета начального периода, можно судить о величине теплотер в каждом опыте. Видно, что теплотерии растут с увеличением S/W , а учет на-

чального периода незначительно влияет на конечную температуру пороховых газов, т. е. на интегральную величину теплотер. Следует отметить, что в некоторых опытах температура стенки начинает уменьшаться, что можно объяснить образованием на стенке теплоизолирующего слоя.

О достоверности полученных результатов можно судить по разбросу полученных 27 значений f_n и b_n . Наибольшие отклонения f_n и b_n от средних значений f и b не превосходили $10^{-2}f$ и $3 \cdot 10^{-2}b$ соответственно.

Таким образом, в итоге первого этапа обработки N зарегистрированных дискретных зависимостей $p_n(t_i) = p_{n,i}$ определяем значения f, b и находим из (3) соотношение $\psi_{2n,i} = \psi_{2n}(t_i)$, а также путем численного дифференцирования — значения производных $dp_{n,i}/dt$ и $d\psi_{2n,i}/dt$ в точках $t = t_i$, т. е. закон газообразования для каждого опыта с учетом теплоотдачи. Полученные на первом этапе данные могут использоваться различным образом.

Действительно, закон газообразования можно представить в виде [1]

$$\frac{d\psi_2}{dt} = \frac{S_1}{V_1} \sigma(\psi_2) U, \quad (9)$$

где S_1, V_1 — начальные площадь поверхности

и объем порохового заряда, $\sigma(\psi_2)$ — отношение текущей площади поверхности горения к начальной, U — линейная скорость горения. В случае, когда с достаточной точностью известна зависимость σS_1 от толщины сгоревшего свода или ψ_2 , можно, используя метод [6], определить соответствующую зависимость для линейной скорости горения. Если закон изменения площади горячей поверхности неизвестен, но есть основания предполагать его хорошую воспроизводимость, то в соответствии с [7] можно определить скорость горения как, например, степенную функцию давления. В обоих случаях описанный выше алгоритм можно рассматривать как методику обработки, имеющую самостоятельное значение.

Известно, что при горении в условиях постоянного давления стационарная линейная скорость горения меняется по толщине в зависимости от технологических факторов (неоднородности пороховой массы), а также от начальной температуры пороха и давления пороховых газов. Так, внешние слои пироксилиновых порохов на летучем растворителе характеризуются повышенной скоростью горения вследствие большей пористости, а у пироксилиновых порохов на твердом растворителе такая особенность отсутствует. Подробно влияние технологии описано в [1].

При горении в условиях переменного давления на скорость горения влияют нестационарные процессы перераспределения температуры в зоне прогретого слоя и изменения его толщины. Различают «послевоспламенительную» нестационарность, возникающую из-за несоответствия толщины прогретого слоя сразу после зажигания той толщине, которая была бы при данном мгновенном давлении в стационарном режиме, и нестационарность, связанную только с изменением давления [8–12]. В 1942 г. Я. Б. Зельдович методом малых возмущений, когда поправка на нестационарность мала по сравнению со стационарной скоростью горения и предполагается постоянство температуры газификации, для нестационарной скорости горения теоретически обосновал зависимость вида [8]

$$U = U_c(p, T_0) + \frac{\partial U_c}{\partial p} \Big|_{T_0} \frac{\partial U_c}{\partial T_0} \Big|_p \frac{a(T_k - T_0)}{U_c^3} \frac{dp}{dt}, \quad (10)$$

где U_c — стационарная линейная скорость горения, a — температуропроводность пороха, T_k — температура газификации.

В работах Б. В. Новожилова эта теория распространена на случай переменной температуры газификации [11].

В дальнейшем предполагается, что на первом этапе исследуется порох, для которого технологические факторы незначительны, а условия воспламенения таковы, что «послевоспламенительной» нестационарностью также можно пренебречь. С этой целью плотность заряжения воспламенителя в бомбе, вычисленная по свободному от основного заряда объему, выбиралась равной таковой для метательного заряда.

Рассмотрим случай, когда стационарный закон горения имеет степенной вид [1]

$$U_c = U_1(T_0)p^\nu,$$

где ν — постоянный показатель степени. В этом случае для заданной начальной температуры из уравнения (10) можно получить

$$U = U_1 p^\nu + \frac{B}{p^{\nu+1}} \frac{dp}{dt}, \quad (11)$$

где U_1 , B , ν следует рассматривать как коэффициенты, подлежащие определению на основе экспериментов.

Так как нестационарные эффекты существенны лишь при небольших давлениях [9–12], значение ν при больших давлениях можно найти без учета нестационарности методом [7]. Далее предполагаем, что без большой ошибки можно использовать это значение ν и при небольших давлениях.

Пусть в n -м опыте навеска исследуемого топлива состоит из K пороховых элементов, имеющих индивидуальную толщину горящего свода. Для толщины выгорания k -го элемента можно записать

$$\frac{de_k}{dt} = U h(t - t_{1k}) [1 - h(t - t_{2k})], \quad k = 1, \dots, K,$$

где $h(x) = 0.5[1 + \text{sign}(x)]$ — единичная функция Хевисайда; t_{1k} , t_{2k} — времена начала и конца горения k -го элемента. Интегрируя эти уравнения от момента времени t_0 до t_k и суммируя полученные интегралы, с учетом воспламенительного периода, периода догорания и формулы (11) получаем

$$e_{0n} = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K e_{0k} = F_n = U_1 \int_{t_0}^{t_k} \chi(t) p^\nu dt +$$

$$+ B \int_{t_0}^{t_k} \frac{\chi(t) dp}{p^{\nu+1} dt}, \quad n = 1, \dots, N,$$

$$\chi(t) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K h(t - t_{1k}) [1 - h(t - t_{2k})], \quad (12)$$

где e_{0n} — средняя полутолщина горящего слоя заряда в момент времени t_0 ; e_{0k} — полутолщина горящего свода k -го порохового элемента в момент времени t_0 ; $\chi(t)$ — доля горящих в момент времени t элементов.

Величина e_{0n} устанавливалась на основе непосредственных измерений исследуемой навески и расчета с использованием данных первого этапа обработки экспериментов в предположении справедливости геометрического закона газообразования [1].

Очевидно, что график функции $\chi(t)$ состоит из трех характерных участков. На временном интервале от t_0 до $t_1 = \max_k(t_{1k})$ функция χ монотонно возрастает от некоторого значения χ_0 до 1. Этот участок соответствует воспламенительному периоду. Далее при $t_1 < t < t_2$ ($t_2 = \min_k(t_{2k})$) имеем $\chi \equiv 1$. На участке от t_2 до t_k функция $\chi(t)$ монотонно убывает до нуля. Если бы в процессе горения площадь поверхности пороховых элементов не изменялась, то можно было бы считать, что доля горящих элементов χ совпадает с относительной площадью горячей поверхности заряда $\sigma = S/S_1$. На самом деле площадь поверхности элементов при горении меняется. Предполагаем, что можно пренебречь этими изменениями на интервалах (t_0, t_1) , (t_1, t_k) , тогда

$$\chi(t) \approx \begin{cases} S(t)/S(t_1), & t_0 < t < t_1, \\ S(t)/S(t_2), & t_2 < t < t_k. \end{cases}$$

Из уравнения (9) следует, что S пропорциональна величине $U^{-1}d\psi_2/dt$, поэтому будем считать

$$\chi(t) = \begin{cases} \Gamma(t)/\Gamma(t_1), & t_0 < t < t_1, \\ \Gamma(t)/\Gamma(t_2), & t_2 < t < t_k, \end{cases}$$

где Γ — аналог функции М. Е. Серебрякова [1], который следовало бы взять в виде

$$\Gamma = \frac{d\psi_2}{dt} \left(p^\nu + \frac{B}{U_1 p^{\nu+1}} \right)^{-1}.$$

Однако, с одной стороны, U_1 и B еще неизвестны, а с другой — сделанные выше допущения

достаточно грубы, поэтому для Γ использовалось упрощенное выражение

$$\Gamma = \frac{1}{p^\nu} \frac{d\psi_2}{dt}.$$

Естественно предположить, что момент времени t_1 соответствует первому максимуму или резкому изменению темпа нарастания кривой $\Gamma(\psi)$. Если на кривой $\Gamma(t)$ или $\Gamma(\psi)$ имеется хорошо выраженная точка, начиная с которой реализуется заметное изменение темпа убывания, то это время следует принять за t_2 , в противном случае t_2 можно определить из условия

$$\psi_2(t_2) = 1 - k_2 \psi_2(t_1),$$

где k_2 — постоянная, выбираемая из условия $1 \leq k_2 \leq 2$.

Из уравнений (12) следует, что значения U_1 , B можно определять, минимизируя функцию вида

$$F(U_1, B) = \sum_{n=1}^N (e_{0n} - F_n)^2.$$

Однако при этом точность определения B будет невысокой вследствие известного факта, что нестационарные эффекты существенны лишь в области умеренных давлений [9–12], а поиск минимума функции даже двух переменных не всегда тривиален.

Поскольку ниже в уравнения входит только величина ψ_2 , индекс 2 для упрощения будем опускать. Предполагаем, что зависимости $\sigma_n(\psi_n)$ мало меняются от опыта к опыту. Тогда согласно (9) для каждой пары зависимостей $\psi_{n,i}$ и $\psi_{n+j,i}$ ($j = 1, \dots, N - n$) в точках, где $\psi_{n,i} = \psi_{n+j,l}$, справедливо равенство

$$\frac{d\psi_{n,i}/dt}{d\psi_{n+j,l}/dt} = \frac{U_{n,i}}{U_{n+j,l}}.$$

Отсюда для закона горения (11) можно записать:

$$U_1 \left(p_{n+j,l}^\nu \frac{d\psi_{n,i}}{dt} - p_{n,i}^\nu \frac{d\psi_{n+j,l}}{dt} \right) + B \left(\frac{1}{p_{n+j,l}^{\nu+1}} \frac{dp_{n+j,l}}{dt} \frac{d\psi_{n,i}}{dt} - \frac{1}{p_{n,i}^{\nu+1}} \frac{dp_{n,i}}{dt} \frac{d\psi_{n+j,l}}{dt} \right) = 0.$$

Номер опыта	ω , г	p_{\max} , МПа	δQ , %
1	22.15	137.4	29.6
2	31.2	203.4	24.1
3	39.82	266.4	23.2

Суммируя полученные равенства для $\psi_{n,i} \leq \psi_{lim}$, получаем линейную связь между U_1 и B в виде

$$U_1 \sum_{n,j,i} \left(p_{n+j,l}^\nu \frac{d\psi_{n,i}}{dt} - p_{n,i}^\nu \frac{d\psi_{n+j,l}}{dt} \right) + B \sum_{n,j,i} \left(\frac{1}{p_{n+j,l}^{\nu+1}} \frac{dp_{n+j,l}}{dt} \frac{d\psi_{n,i}}{dt} - \frac{1}{p_{n,i}^{\nu+1}} \frac{dp_{n,i}}{dt} \frac{d\psi_{n+j,l}}{dt} \right) = 0. \quad (13)$$

Значение ψ_{lim} определяется толщиной прогретого в начальном периоде слоя пороха на основе известного решения уравнения теплопроводности типа тепловой волны [4].

Суммируя аналогично уравнения (12) для e_{0n} , получаем

$$\sum_n e_{0n} = U_1 \sum_n \int_{t_0}^{t_k} \chi(t) p^\nu dt + B \sum_n \int_{t_0}^{t_k} \frac{\chi(t)}{p^{\nu+1}} \frac{dp}{dt} dt.$$

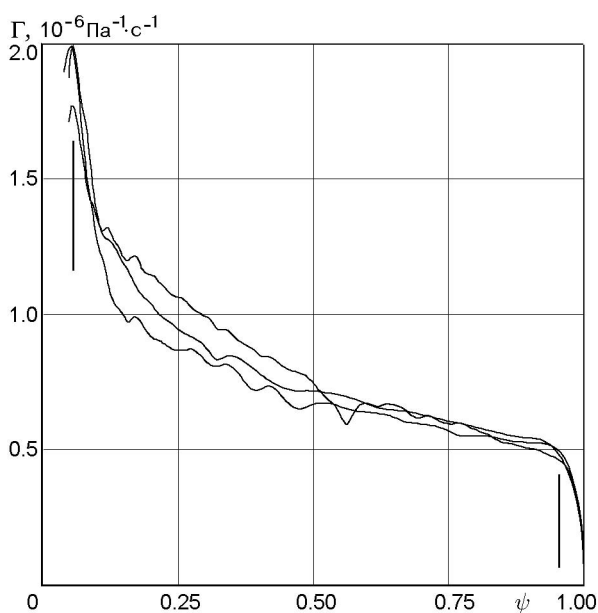


Рис. 2. Зависимость интенсивности газообразования от доли сгоревшего заряда

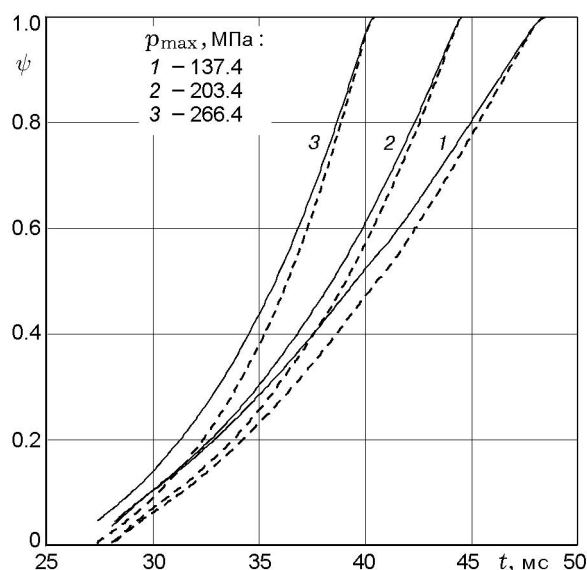


Рис. 3. Зависимость доли сгоревшего заряда от времени:

сплошные линии — с учетом теплоотдачи, штриховые — без учета теплоотдачи

Таким образом, записанное равенство и уравнение (13) представляют замкнутую систему двух линейных уравнений для вычисления U_1 и B . Решение не выписывается из-за громоздкости выражений.

В заключение приведем результаты обработки серии из трех опытов для трубчатого с разрезом пороха типа 28/1, полученные по описанной технологии. В таблице приведены масса навески ω , максимальное давление p_{\max} и относительная доля теплопотерь δQ , определенная по описанной выше методике.

Предварительная оценка показала, что для исследуемого состава можно считать $\nu = 1$. В результате обработки этих экспериментов получены зависимости $\Gamma(\psi)$, которые представлены на рис. 2. На этом рисунке вертикальными линиями обозначены конец воспламенения и начало догорания, что соответствует моментам времени t_1 и t_2 . В итоге было установлено, что

$$U_1 = 0.779 \cdot 10^{-9} \text{ м}/(\text{Па} \cdot \text{с}); B = 0.157 \cdot 10^3 \text{ м} \cdot \text{Па}.$$

На рис. 3 представлены зависимости $\psi(t)$, вычисленные на первом этапе обработки экспериментов с учетом теплоотдачи и без ее учета. Видно заметное влияние теплоотдачи на величину $\psi(t)$. На рис. 4 показано изменение параметра U/p в зависимости от ψ для каждого опыта. По приведенным на этом рисунке

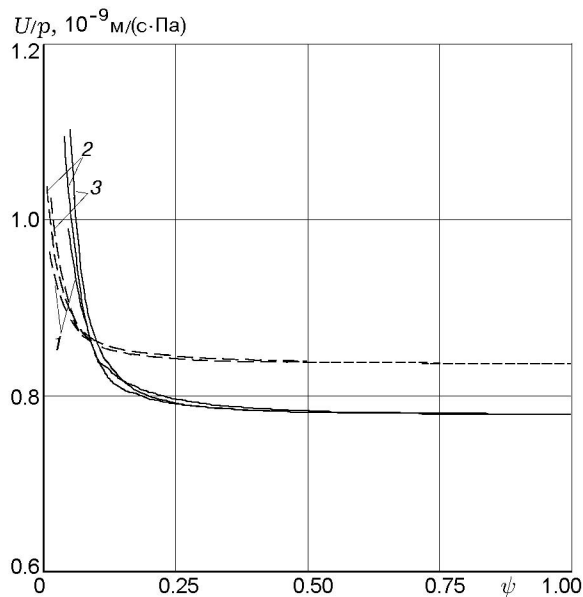


Рис. 4. Зависимость параметра U/p от доли сгоревшего заряда:

сплошные линии — с учетом теплоотдачи, штриховые — без учета теплоотдачи; цифры соответствуют номерам опытов в таблице

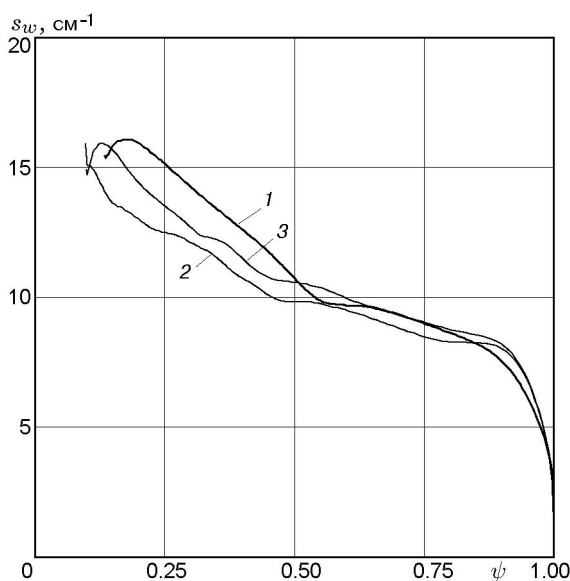


Рис. 5. Зависимость удельной поверхности горения пороха от доли сгоревшего заряда:

номера кривых соответствуют номерам опытов в таблице

ке кривым можно определить толщину сгоревшего слоя, где нестационарные эффекты существенны. При этом видно, что при учете теплоотдачи в стенки бомбы нестационарные эффекты горения проявляются сильнее. Стационарная же скорость горения ($\psi > 0.2$) несколько ниже. Это объясняется двумя следующими факторами: во-первых, значение ψ_{20} при учете теплоотдачи больше, чем при пренебрежении ею (см. рис. 3); во-вторых, нестационарные эффекты при учете теплоотдачи превосходят таковые в ее отсутствие (см. рис. 4). На рис. 5 представлены рассчитанные для каждого опыта зависимости удельной поверхности горения исследуемого пороха $s_w = S_1\sigma(\psi)/V_1 = (d\psi/dt)/U$ от доли сгоревшего заряда.

Таким образом, в работе представлены новые методики обработки результатов манометрических испытаний и показано, что учет теплопотерь необходим не только при определении калорических характеристик порохов, но и при установлении законов горения. Данные методики являются развитием описанных в [2, 13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М.: Оборонгиз, 1962.
2. Хоменко Ю. П., Широков В. М. Об учете тепловых потерь при обработке результатов манометрических испытаний // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Докл. II Всерос. науч. конф. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. С. 171–172.
3. Хоменко Ю. П., Ищенко А. Н., Касимов В. З. Математическое моделирование внутриваллистических процессов в ствольных системах. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999.
4. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: ГИТТЛ, 1952.
5. Крутиков В. Н. Быстросходящийся метод решения задач безусловной минимизации, не требующий вычисления производных // Газовая динамика. Томск: Изд-во Том. гос. ун-та, 1987. С. 85–99.
6. Аксенов В. С., Леонов Г. Н., Любимов А. В. и др. Дифференциальный метод измерения скорости горения конденсированных систем в манометрической камере // Физика горения и взрыва. 1979. Т. 15, № 2. С. 103–107.
7. 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.

8. **Зельдович Я. Б.** Горение пороха при переменном давлении // Теория горения порохов и взрывчатых веществ. М.: Наука, 1982. С. 278–300.
9. **Ассовский И. Г., Закиров З. Г., Лейпунский О. И.** О зажигании и горении топлива в потоке излучающего газа // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 6. С. 20–26.
10. **Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б.** Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
11. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
12. **Ассовский И. Г.** К теории нестационарного горения топлива при высоких давлениях // Докл. АН СССР. 1987. Т. 294, № 1. С. 103–106.
13. **Хоменко Ю. П., Широков В. М., Крутиков В. Н.** Об определении нестационарных законов горения пороха на основе манометрических испытаний // Четвертая международная школа-семинар «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем», С.-Петербург, 27 июня–3 июля 2004 г.: Сб. материалов. Спб.: Изд-во БГТУ, 2004. Т. 1. С. 86–90.

*Поступила в редакцию 8/XII 2004 г.,
в окончательном варианте — 11/III 2005 г.*
