

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ В МАНОМЕТРИЧЕСКОЙ КАМЕРЕ

*В. С. Аксенов, Г. Н. Леонов, А. В. Любимов,
А. К. Парфенов, В. М. Чиков*

(Москва)

Метод интегральной диаграммы [1, 2] для определения скорости горения и ее зависимости от давления в манометрической камере наиболее распространен. Другие методы [3] требуют сложной сборки заряда; скорость горения здесь средняя в некотором интервале давления, определяемом сгоранием части свода порохового зерна или же части исходного комбинированного заряда. В интегральном методе принимается, что при высоких давлениях закон горения имеет вид

$$u = u_1 p, \quad (1)$$

где u_1 — условная единичная скорость горения. Именно в таком виде закон горения применяется в баллистических расчетах. Величина u_1 определяется из диаграммы давление — время следующим образом. Если τ — время сгорания порохового зерна с толщиной свода $2l_1$, то

$$\int_0^{\tau} u dt = u_1 \int_0^{\tau} p dt = u_1 I = l_1.$$

Тогда $u_1 = l_1/I$, где I — импульс давления за время сгорания порохового зерна.

Несмотря на простоту интегрального метода, использование его вызывает сомнение при исследовании новых типов конденсированных систем, которые могут гореть по более сложному закону, чем (1). Кроме того, применение интегрального метода предполагает предварительное исследование импульса давления при разных плотностях заряда.

В настоящей работе предлагается дифференциальный метод измерения скорости горения конденсированных систем, лишенный этих недостатков. Будем считать, что воспламенение происходит одновременно по всей поверхности порохового зерна и выполняется закон горения [1]. Воспламенитель и основной исследуемый заряд имеют одинаковый химический состав, состав продуктов горения и их температура не изменяются в процессе горения. Обозначим через ψ отношение массы сгоревшей к определенному моменту времени части заряда к его общей массе. Для связи величины ψ с давлением, развивающимся в процессе горения, воспользуемся уравнением состояния Абея, с достаточной точностью описывающим термодинамические свойства продуктов горения, при высоких давлениях

$$p(V - \alpha) = R_1 T,$$

где p — давление; V — удельный объем продуктов горения; α — коэфф. единицы массы продуктов; R_1 — газовая постоянная; T — температура продуктов горения.

К моменту времени t после начала процесса горения удельный объем продуктов

$$V = [W_0 \cdot \rho_0 - \omega_0(1 - \psi)] / \omega_0 \rho_0 \psi, \quad (2)$$

где W_0 — объем манометрической камеры; ρ_0 — плотность пороха; $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ — общая масса заряда; ω_1 — масса воспламенителя; ω_2 —

масса исследуемого заряда. Запишем уравнение с использованием (2) для давления в камере в произвольный момент времени

$$p = \omega_0 \rho_0 B_1 T \psi / \{ W_0 \rho_0 - \omega_0 [1 - \psi (1 - \alpha \rho_0)] \}. \quad (3)$$

Величина ψ определится из (3)

$$\psi = [\beta_1 (1 - k) + k] / \beta_1. \quad (4)$$

Здесь $\beta_1 = p/p_m$ — безразмерное давление; p_m — давление в камере в конце горения ($\psi = 1$); $k = \frac{(1 - \alpha \Delta)}{1 - \Delta/\rho_0}$ — параметр заряжения; $\Delta = \omega_0/W_0$ — плотность заряжения. Дифференцируя (4) по времени, получим выражение для скорости газообразования

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{k \cdot d\beta_1/dt}{[\beta_1 (1 - k) + k]^2}. \quad (5)$$

Соотношения (4) и (5) позволяют определить скорость горения порохового зерна, если известна связь массовой доли сгоревшего пороха ψ с геометрией горения.

Для цилиндрического образца, горящего с торца, поверхность горения постоянна в течение времени горения. Если l_0 — начальная длина цилиндра, а l — длина сгоревшей части образца, то после полного сгорания воспламенителя

$$\psi = \omega_1/\omega_0 + \omega_2/\omega_0 \cdot l/l_0. \quad (6)$$

Дифференцируя (6) по времени и учитывая, что $dl/dt = u$, получим

$$u = l_0 \cdot \omega_2/\omega_0 \cdot d\psi/dt. \quad (7)$$

Для цилиндрического образца радиусом r_0 , горящего с боковой поверхности (при условии $r_0 \ll l_0$), аналогичные выкладки приводят к следующему выражению:

$$u = r_0/2 \cdot \sqrt{\omega_0/\omega_2} \cdot 1/(1 - \psi) \cdot d\psi/dt. \quad (8)$$

Решая совместно уравнения (4), (5), (7), или (4), (5), (8), легко рассчитать зависимость скорости горения от давления для фиксированной геометрии образца, определяющей поверхность горения в произвольный момент времени. Таким образом, для реализации дифференциального метода измерения скорости горения необходимо экспериментально регистрировать изменение давления и его производной в процессе горения.

Сходный подход к определению скорости горения конденсированных систем с использованием экспериментальных зависимостей $p(t)$ и $dp/dt \cdot (t)$ описан в работе [4], однако он дается в общем виде и не рассматривает конкретную геометрию порохового заряда.

Блок-схема установки для измерения скорости горения конденсированных систем в манометрической камере дифференциальным методом изображена на рис. 1. В корпусе манометрической камеры 1 смонтированы датчик давления 2 и вентиль для выпуска продуктов горения. В двух съемных крышках камеры имеются изолированные выводы. Тензометрический датчик давления с трубчатым упругим элементом ввинчивается в корпус манометрической камеры. Внутренняя полость стержня, заполненная крешерной мастикой, сообщается с внутренним объемом манометрической камеры. Радиальная деформация стержня воспринимается двумя тензорезисторами, наклеенными на его поверхность. Тензорезисторы включены по мостовой схеме. Для термокомпенсации тензометрического моста применяются два пассивных тензорезистора, на-

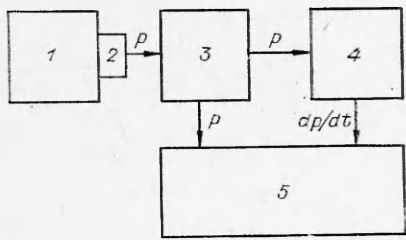


Рис. 1.

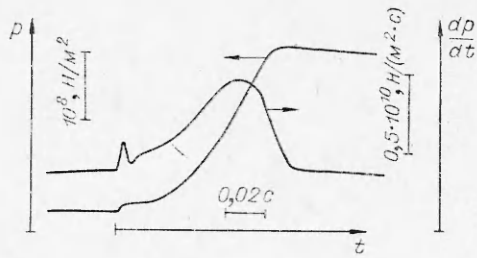


Рис. 2.

лённых на глухой конец полого стержня. Описанный датчик давления обладает высокой линейностью, что необходимо для последующей аналоговой обработки сигнала давления.

Усилитель сигнала давления 3 выполнен на базе интегральной микросхемы по схеме масштабного усилителя. Он имеет два выхода, один из которых используется для записи давления на светолучевом осциллографе Н-115 5, а другой — для подачи сигнала на дифференцирующий усилитель 4. Последний выполнен на базе операционного усилителя, имеющего сквозное усиление $\sim 10^3$. Сигнал с него также регистрируется светолучевым осциллографом 5. Оба усилителя обладают линейными выходными характеристиками в диапазоне до 100 мА, что позволяет проводить регистрацию на гальванометрах с собственными частотами 2500, 3500, 7000 Гц. Типичная осциллограмма показана на рис. 2. Применяемая обработка электрического сигнала $p(t)$ позволила существенно сократить время обсчета осциллограммы, а также снизить погрешность вычислений по сравнению с методом графического дифференцирования.

Экспериментальная проверка дифференциального метода измерения скорости горения конденсированных систем в динамических условиях манометрической камеры проводилась одновременно независимым методом перегорающих проволочек на цилиндрических образцах пороха Н, забронированных с боковой поверхности и с нижнего торца. Метод перегорающих проволочек дает время t_i прихода фронта горения к проволочке, расположенной на расстоянии l_i от торца образца. Последовательное использование соотношений (6) и (4) позволяет по известным значениям l_i определить давление в камере p_i , соответствующее сгоранию образца на длину l_i . Время τ_i , соответствующее достижению давления p_i , определялось из регистрограммы $p(t)$. Сравнение величины t_i и τ_i для одного из экспериментов приведено на рис. 3 (1 — метод перегорающих проволочек, 2 — пересчет по пиродинамической кривой).

На рис. 4, 1 приведена зависимость скорости горения от давления для пороха Н, полученная дифференциальным методом. Образцами являлись небронированные цилиндрические стержни, воспламенитель — измельченный порох Н. Данные [5] (см., рис. 4, 2), полученные в условиях камеры постоянного давления, и настоящей работы хорошо согласуются, а небольшое расхождение значений скоростей горения ($\sim 10\%$ при $p = 10^8 \text{ Н/м}^2$) может быть связано с разбросом физико-химических свойств образцов пороха, принадлежащих разным партиям.

Описанный метод определения скорости горения в манометрической камере базируется на совместном применении выбранного уравнения состояния порохового газа и представлений геометрического закона горения. Используемое уравнение состояния не вызывает сомнения, ибо является общепринятым во внутренней баллистике до давлений $\sim (6 \div 7) \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ [1]. Величина коволюма продуктов горения α в хорошем приближении является постоянной, которую можно определить экспериментально по значениям максимальных давлений p_m при двух

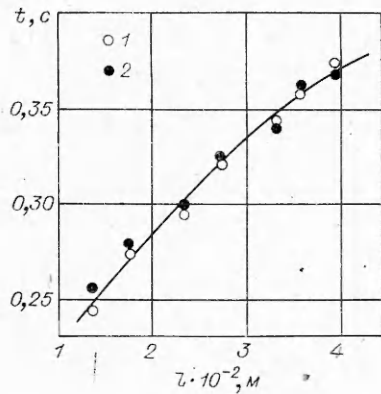


Рис. 3.

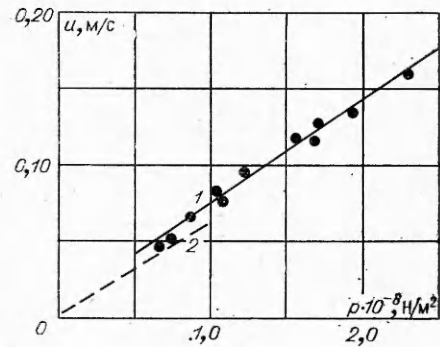


Рис. 4.

различных плотностях заряжения Δ либо по наклону экспериментальной зависимости $p_m/\Delta \cdot (p_m)$, или теоретически по объему газообразных продуктов сгорания при нормальных условиях [6].

Проведенные специальные эксперименты показали, что в координатах p_m/Δ , p_m измеренные величины при $p \sim (0,5 \div 0,7) \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ укладываются на прямую, что свидетельствует о постоянстве коволюма α в данном интервале давлений. При $p < 0,7 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ существенным становится изменение $R_1 T$ в уравнении состояния порохового газа, связанное с изменением состава продуктов горения и падения их температуры из-за нестационарных тепловых потерь. В рабочем интервале давлений нет необходимости учитывать тепловые потери; подтверждает это хорошее согласие данных о временах прихода фронта горения в заданное сечение образца при его торцевом горении (см. рис. 3). Нестационарные тепловые потери должны были бы наиболее существенно проявляться при максимальных временах горения, которые реализуются именно при торцевом горении. Времена горения в этих экспериментах на порядок превышали те, за которые осуществляется горение небронированных образцов.

Для проверки применимости представлений геометрического закона горения [1] проведены специальные эксперименты с использованием манометрической камеры с разрывным мембранным блоком, при помощи которого можно осуществлять импульсный сброс давления в камере за времена порядка миллисекунды, что сопровождалось погасанием исследуемых образцов. Измерения геометрических размеров погашенных образцов в исследуемом интервале давлений показали сохранение подобия формы, т. е. выполнение геометрического закона горения.

Интересно обнаруженное соответствие нестационарной скорости горения пороха u стационарной скорости, полученной в условиях камеры постоянного давления (см. рис. 4). Этот результат подтверждают теоретические выводы работы [7], согласно которым связь нестационарной скорости u со стационарной u_c дается следующим выражением:

$$u/u_c = 1 + \nu \beta_2 (T_s - T_0) \cdot B, \quad (9)$$

где ν — показатель степени в законе горения; β_2 — температурный коэффициент скорости горения; T_s — температура поверхности горящего образца; T_0 — начальная температура; $B = \tau/p \cdot dp/dt$ — безразмерный критерий нестационарности; $\tau = \kappa/u_c^2$ — время выгорания прогретого слоя; κ — коэффициент температуропроводности пороха. Соотношение (9) имеет место, если $B \ll 1$. Приняв для оценок $p \approx 10^8 \text{ Н/м}^2$, $dp/dt \approx 10^{10} \text{ Н/(м}^2 \cdot \text{с)}$, $u_c \approx 0,1 \text{ м/с}$, $\kappa \approx 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, $\tau \approx 10^{-5} \text{ с}$, получаем $B \approx 10^{-3}$. Тогда для $\nu \approx 1$,

$\beta^2 \approx 10^{-2}$ град⁻¹, $(T_s - T_0) \approx 10^3 K$ можно получить, что отличие стационарной и нестационарной скоростей горения в исследуемом диапазоне давлений должно иметь порядок 10^{-2} . Эта разница, естественно, не может быть обнаружена экспериментально.

Простота аналитических выражений для скорости горения в предложенном дифференциальном методе позволяет легко автоматизировать обработку первичной экспериментальной информации путем применения аналого-цифровых преобразователей и ЭВМ средней мощности.

*Поступила в редакцию
16/V 1978*

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М., Оборонгиз, 1962.
2. И. П. Граве. Внутренняя баллистика. Пиростатика. М., Изд. Артакадемии, 1938.
3. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. ЖФХ, 1963, 37, 150.
4. E. Haueseler, W. Diehe. Explosivstoffe, 1970, 11/12, 241.
5. А. П. Глазкова. Катализ горения взрывчатых веществ. М., «Наука», 1976.
6. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
7. Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1964, 3, 126.

ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВЗРЫВА В РАЗРЕЖЕННОМ ГАЗЕ

Ю. А. Медведев, В. Д. Хохлов

(Москва)

Задача о взрыве в разреженном газе рассматривалась в работах [1—6] на основе модели «снегоочистителя», предложенной в [1]. В [1] считается, что при взрыве в разреженном газе могут быть реализованы условия, в которых, с одной стороны, средняя длина свободного пробега молекул расширяющегося газа в окружающем газе много больше размеров области, охваченной движением, с другой — средняя длина свободного пробега молекул в охваченной движением области много меньше размеров этой области. В модели «снегоочистителя» [1] предполагается, что в этих условиях газодинамическое движение при взрыве в разреженном газе может быть описано уравнениями механики сплошных сред с объемными источниками массы. Проведенный в [6] анализ автомодельных решений [1—6] показал, что модель «снегоочистителя» приводит к нефизическому распределению давления в области взрыва. Отмечается также, что уравнения движения [1], в которые не входят молекулярно-кинетические параметры газа, по существу не позволяют продвинуться в область низких давлений.

Вообще говоря, газодинамическое давление при взрыве в разреженном газе описывается нестационарным кинетическим уравнением, решение которого в широкой области изменения числа Кнудсена представляет значительные трудности. Имеющиеся решения кинетического уравнения относятся к узкой области изменения числа Кнудсена. Например, в [7] получено решение, описывающее бесстолкновительное расширение газового облака в окружающий газ.