

**ДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ
МАССОВОЙ СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ
КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА**

О. Я. Романов, В. С. Тархов
(Ленинград)

В исследовании проблем, связанных с нестационарным горением конденсированных веществ, обычно используются структурные модели [1—3 и др.], в которых отражаются наиболее общие физические закономерности процесса горения и дается соответствующее математическое описание. Наряду с ними могут найти применение методы решения, базирующиеся на опытных данных о динамических свойствах скорости горения. Такими методами широко оперируют в теории автоматического управления объектами (см., например, [4]). С их помощью удается построить функциональные математические модели, которые могут играть самостоятельную роль при решении широкого круга задач нестационарного горения и в равной мере служить основой для дальнейшей корректировки структурных моделей с целью более полного согласования теоретических и экспериментальных данных.

В настоящей статье рассматриваются результаты определения опытным путем низкочастотных динамических параметров скорости горения конденсированного вещества на примере баллистического пороха типа Н: частотных характеристик (ЧХ) и импульсных переходных (весовых) функций (ИПФ). Проводится сопоставление с известными теоретическими представлениями.

Целесообразно вначале дать краткую характеристику горящего конденсированного вещества в терминах теории автоматического управления. Зону горения можно отождествить со сложной многомерной системой автоматического управления (САУ), имеющей несколько входов и выходов. На входы САУ поступают в общем случае переменные внешние воздействия: давление, начальная температура, внешний лучистый тепловой поток, относительная деформация, массовая скорость тангенциального потока газа и т. п.

Выходными нестационарными сигналами могут считаться скорость и температура горения, температура на границе к-фазы, тепловой поток в к-фазу и т. п. в зависимости от поставленной задачи. Поскольку мгновенное состояние зоны горения определяется изменением во времени профилей температуры, концентрации компонентов, ее реологическими свойствами, данная САУ имеет бесконечно большое число степеней свободы и относится к классу с распределенными параметрами [4]. В линейном приближении связи между входами и выходами устанавливаются с помощью системы передаточных функций, представленной в матричной форме. При наличии распределенных параметров передаточные функции содержат в своем составе трансцендентные и иррациональные выражения, вид которых можно считать известным лишь в том случае, если в основу анализа закладываются разработанные структурные модели [1—3].

Нахождение связи между произвольным входным сигналом и выходами САУ по результатам ограниченного экспериментального исследования (идентификация объекта) предполагает наличие прямых измере-

ний входных и выходных величин и проведение аппроксимации опытных данных в форме, допускающей обобщение. Аппроксимация приводит к математическому представлению функциональной модели, с помощью которой приближенно устанавливается указанная связь в некотором диапазоне параметров. В приложении к нестационарному горению конденсированного вещества наиболее удобно использовать частотные характеристики или реакцию скорости горения на стандартное детерминированное внешнее воздействие.

Методика экспериментального исследования

Для получения необходимого опытного материала удобно использовать измерения массовой скорости нестационарного горения с помощью частотного датчика, который дает малую погрешность при высоком временном разрешении [5]. Это позволяет проводить обработку опытных данных с целью количественного определения динамических характеристик в области низких частот, сопоставимых по порядку с величиной $1/t_0 = u_0^2/\kappa$, где t_0 — характерное время для самой инерционной части зоны горения — прогретого слоя к-фазы; u_0 — скорость стационарного горения; κ — температуропроводность конденсированного вещества. Наиболее просто реализовать внешнее воздействие на зону горения в виде переменного лучистого потока или давления внешней среды.

Опыты с облучением проводили в атмосфере азота в проточной емкости при постоянном давлении и комнатной начальной температуре. Исследовали непрозрачный порошок типа Н, содержащий катализатор горения (1% PbO). Образцы торцевого горения диаметром 10 и высотой до 20 мм своей осью ориентировались перпендикулярно плоскости упругой пластины, входящей в колебательный контур частотного датчика массовой скорости [5].

Изменение во времени лучистого потока удобно задавать посредством его модуляции вращающимся диском с радиальными прорезями. Облучению подвергали горящую торцевую поверхность образца. Плотность теплового потока изменялась практически по гармоническому закону от нуля до максимального значения $q_{\max} \leq 20$ Вт/см² с переменной в течение опыта частотой, возрастающей от нуля до 100 Гц. Варьируя среднее значение q_0 , равное амплитуде колебаний, можно было получить зависимость амплитудной и фазовой ЧХ от него и при необходимости произвести экстраполяцию на $q_0 = 0$. Это позволяло использовать полученные результаты также для определения параметров собственного движения системы — зоны горения конденсированного вещества при наличии опытных данных для нескольких уровней давления, которое варьировалось в пределах 0,1—1,2 МПа.

С этой же целью исследовали нестационарное горение в переходном режиме после выключения постоянного по величине лучистого потока (имитация ступенчатого изменения внешнего воздействия на зону горения). Близкий по форме внешний сигнал мог быть реализован и в опытах без облучения при сбросе давления до меньшего уровня, однако в этом случае требовалась аппроксимация зависимости давления от времени в пригодном для количественной обработки опытных данных виде, например с использованием экспоненциальных функций. Применяли цилиндрические образцы диаметром 20 мм с забронированными торцами. Горение было организовано по цилиндрической поверхности, что нивелировало возможное влияние реактивной силы оттекающих продуктов на результаты измерений в области высоких давлений при ориентации образца перпендикулярно упругой пластине.

Опыты проводили в замкнутой емкости, разделенной тонкой перегородкой на две части, в одной из которых находился образец. Давление p постепенно повышалось по мере сгорания пороха, а после вскрытия перегородки резко уменьшалось до уровня, отвечающего полному объему емкости. Продолжение горения приводило к дальнейшему мед-

ленному росту p в системе, параметры которой устанавливались из требований квазистационарного описания процесса горения вне пределов переходного периода.

В момент разрыва перегородки максимальное значение $p = 1 \div 6$ МПа, что соответствовало первому стационарному режиму. По окончании переходного процесса фиксировались уровни давления 0,4—4,6 МПа — второй стационарный режим. Начальный градиент давления по времени — $(2 \div 5) \cdot 10^2$ МПа/с.

Благодаря наличию нескольких вариантов внешних воздействий, двух разновидностей образцов, существенной области перекрытия для них по давлению, представлялась возможность выявить вероятные методические ошибки и получить обобщенные результаты, обладающие более высокой надежностью. В опытах на данных установках определена зависимость скорости горения пороха от давления стационарного режима, которая описывается аппроксимирующими соотношениями:

$$u_0 = 0,35 p_0^{0,81} \text{ см/с } (p_0 = 0,1 \div 0,8 \text{ МПа}),$$

$$u_0 = 0,32 p_0^{1,68} \text{ см/с } (p_0 = 0,8 \div 3,0 \text{ МПа}),$$

$$u_0 = 0,37 p_0^{0,57} \text{ см/с } (p_0 = 3,0 \div 6,0 \text{ МПа}).$$

В пределах естественного разброса все опытные точки расположились на одной кривой независимо от того, относились ли они к радиально горящим образцам или к образцам торцевого горения. Подтвердилось ранее проведенное экспериментальное обоснование отсутствия заметного влияния реакции оттекающих продуктов сгорания на результаты опытов с торцевым горением [5], что соответствовало и правомерности численных оценок этого эффекта, полученных способом, аналогичным изложенному в [6]. Сказанное относится в равной степени и к измерениям массовой скорости в нестационарном режиме.

В целом метод измерения обладает определенным достоинством, обусловленным естественно реализуемой возможностью выделения полезного сигнала и нивелирования шумового эффекта. Первый этап сглаживания сигнала осуществляется автоматически самим электромеханическим частотным преобразователем при дискретном характере определения текущей массы образца, которая представляет собой первообразную функцию для измеряемого параметра — массовой скорости нестационарного горения. Второй этап проводится при обработке сигнала на ЭВМ [5]. В процессе определения производной от текущей массы используются аппроксимирующие полиномы третьей степени с коэффициентами, вычисленными по методу наименьших квадратов. При этом сглаживание производится на отдельных участках зависимости массы образца от времени, а необходимая избыточность исходной информации для аппроксимации получается при использовании пяти соседних опытных точек, что в соответствии с числом сочетаний увеличивает количество связей.

Отметим, что для переходного участка при сбросе внешнего сигнала (давления или светового потока) обычно получалось около 20 точек дискретного определения массы. Поэтому вполне обеспечивалась представительность измерений скорости горения. Аналогичный подход применялся и в опытах с воздействием лучистого потока, изменяющегося по гармоническому закону, где по методу наименьших квадратов устанавливались средний уровень, амплитуда и фаза колебаний скорости.

На рис. 1, 2 представлены некоторые опытные данные по нестационар-

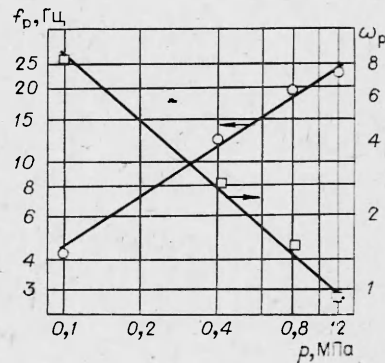


Рис. 1. Зависимость частот резонанса от давления.

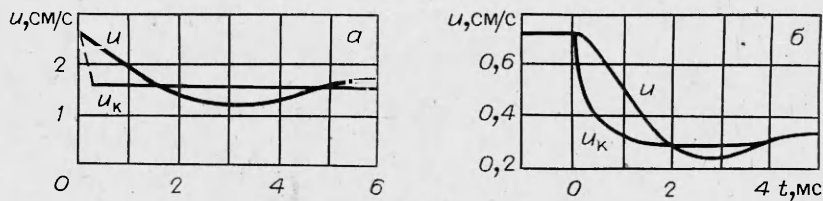


Рис. 2. Переходный режим при отключении постоянного лучистого потока (а) и при сбросе давления (б).

нарному горению пороха, свидетельствующие о наличии колебательной составляющей в откликах скорости горения при воздействии лучистого потока и давления.

При воздействии лучистого потока, изменяющегося по гармоническому закону, зависимость относительной амплитуды колебаний A_u скорости нестационарного горения от частоты входного сигнала, представленной в виде квазистационарной скорости горения u_k как гармонической функции времени, имеет выраженный резонансный характер. В области резонанса фаза отклика φ принимает существенное отрицательное значение и с ростом частоты уменьшается до величин, близких к $-\pi$, что отмечалось в [5].

На частоту резонанса амплитуда колебаний лучистого потока или его средняя величина q_0 влияют нелинейно. Аппроксимация частоты колебаний полиномом третьей степени по способу наименьших квадратов позволяет провести экстраполяцию на нулевое значение q_0 . При возрастании p_0 происходит увеличение f_p ($q_0 \rightarrow 0$) по закону, близкому к степенному, с показателем степени, меньшим 2ν . Поэтому безразмерная круговая частота резонанса ω_p , вычисленная с использованием масштаба времени t_0 , изменяется противоположным образом (см. рис. 1). В определении t_0 принято $\kappa = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$.

Аналогичным приемом обрабатываются амплитудные и фазовые значения, отвечающие частоте резонанса при различных уровнях q_0 , а также другим значениям частоты, выше и ниже ω_p на определенную ее долю. В результате могут быть построены амплитудная и фазовая ЧХ для разных q_0 , включая его нулевое значение. В качестве оценок погрешности конечных результатов могут служить среднеквадратичные отклонения при использовании метода наименьших квадратов. Для амплитуды колебаний и абсолютного значения фазы они составляют около 6% при частоте резонанса и растут приблизительно обратно пропорционально квадратному корню, если осуществляется пропорциональное уменьшение этих параметров.

В опытах с отключением внешнего постоянного лучистого потока и в условиях сброса давления наблюдается начальное запаздывание отклика скорости горения по отношению к входному сигналу в виде $u_k(t)$. Затем проявляется эффект перерегулирования [4], что может свидетельствовать о наличии колебательной составляющей в соответствующих передаточных функциях (см. рис. 2). Необходимые статистические данные набираются путем вариации лучистого потока при различных уровнях давления, значений давления первого и второго стационарных режимов, а также повторением опытов при заданных экспериментальных условиях.

Для определения разброса скорости горения многократно (до 15—20 раз) повторены опыты в области средних значений параметров из указанных выше диапазонов их изменения. Получены оценки среднеквадратичных отклонений в реализациях скорости нестационарного горения в опытах со сбросом лучистого потока 3—5%, при сбросе давления — 5—7%. Результаты экспериментов с отключением внешнего воздействия также позволяют провести экстраполяцию отклика на нулевое значение входного сигнала. Однако более удобно это сделать непосредственно в процессе определения динамических параметров, характеризующих переходный процесс.

Соотношения для обобщения опытных данных

Идентификация зоны горения как САУ может быть проведена методами, разработанными в теории автоматического управления [4]. Для построения соответствующей функциональной модели предприняты успешные попытки использования формальных представлений передаточных функций с помощью дробно-рациональных зависимостей от комплексной переменной. К положительным результатам привело и использование ортогональных функций Лагерра [7] при восстановлении ИПФ по данным опытов с переходными процессами. Однако, несмотря на принципиальную возможность широкого применения таких функциональных моделей, данное направление не способствует вскрытию внутренних связей в передаточных функциях и затрудняет сопоставление с теоретическими результатами. Ниже приводится вариант обобщения опытных данных, в основу которого положены соотношения феноменологической теории, лишенный указанных негативных особенностей.

К определяемым по опытным данным передаточным функциям W_p скорости нестационарного горения по давлению целесообразно выдвинуть наряду с необходимостью отражения теоретической структуры требование оптимального математического описания. Последнее предусматривает уменьшение числа параметров, характеризующих W_p , до предела, согласованного с точностью экспериментов и их аппроксимации. В этой связи удобно провести сопоставление вариантов структуры безразмерной W_p в теории нестационарного горения и установить общие закономерности ее синтеза, используя принцип индукции.

Согласно феноменологической теории [1, 2], в модели с постоянной температурой поверхности фигурируют два параметра Зельдовича — Новожилова (v и k):

$$W_{p1} = \frac{v}{1 - k + k\sigma/s}, \quad (1)$$

в модели с переменной температурой поверхности описание производится уже с помощью четырех параметров:

$$W_{p2} = \frac{v + \delta\sigma}{1 - k + (r - k/s)\sigma}, \quad (2)$$

где s — комплексная переменная; v, r, μ, k — параметры Зельдовича — Новожилова; $\delta = vr - \mu k$; $\sigma = \sqrt{s + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2}$. Наличие иррациональной составляющей показывает, что зона горения эквивалентна САУ с распределенными параметрами (обладает бесконечным числом степеней свободы) и является следствием решения линеаризованного уравнения нестационарной теплопроводности в прогретом слое k -фазы, причем

$$\operatorname{Re} \sqrt{s + \frac{1}{4}} \geq 0.$$

Учитывая очевидные равенства $s = \sigma(\sigma + 1)$; $\lim_{s \rightarrow 0} \sigma = 0$, приходим к канонической с точки зрения теории автоматического управления записи для

$$W_{p1} = v \frac{1 + \sigma}{1 + (1 - k)\sigma}, \quad (3)$$

$$W_{p2} = v \frac{(1 + \sigma)(1 + \delta\sigma/v)}{1 + (1 + r - k)\sigma + r\sigma^2} = v \frac{(1 + \sigma)(1 + \delta\sigma/v)}{[1 + (1 - k)\sigma][1 + r\sigma + rk\sigma + \dots]}. \quad (4)$$

Здесь v играет роль коэффициента усиления. Выделены в числителе и знаменателе элементарные множители в виде линейных и квадратичных относительно σ соотношений, имеющие предел единицу при уменьшении s . Выявляется эволюция структуры W_p по мере усложнения модели. Отметим, что величины r, μ, k должны вычисляться на основе данных о температуре границы, которая принимается за поверхность раздела реак-

ционной зоны и прогретого слоя к-фазы для реальных систем с конечной толщиной реакционной зоны (обычно это не соблюдается).

Если использовать (3) и (4) для описания опытных данных о нестационарном горении, можно, сохраняя структуру W_p , определить r , μ , k как формальные параметры аппроксимации. Для этого достаточно заменить аргумент s на $i\omega$ и перейти к функциям $W_p(i\omega)$, а затем к амплитудным и фазовым ЧХ. Тогда становится ясно, что с помощью (3) обрабатывается лишь ограниченная область малых частот, а (4) существенно расширяет возможность обработки в сторону увеличения частоты.

Более удобно, однако, перейти к другой группе параметров, избавившись от иррациональности в знаменателе выражения (4):

$$W_{p2} = v \frac{1 + \sigma + cs + gs\sigma + hs^2}{1 + (2\lambda s + s^2)/\omega_0^2}, \quad (5)$$

где $\lambda = \lambda(k, r)$; $\omega_0 = \sqrt{k}/r$ — декремент затухания и собственная частота колебаний скорости горения; $c = \frac{\delta}{v} + \frac{k+r-1}{k}$; $g = (\delta + \mu)/v$; $h = \delta r/vk$. В качестве независимых величин возьмем v , λ , ω_0 , c , что приводит к функциональным связям $g = g(v, \lambda, \omega_0, c)$, $h = h(v, \lambda, \omega_0, c)$.

Учет неизотермичности пламени приводит к появлению еще двух параметров в описании зоны горения [8]. Они имеют значение для характеристики процесса в целом, но выражения (3)—(5) остаются в этом случае без изменений.

В модели нестационарного горения с инерционной реакционной зоной в к-фазе передаточная функция W_{p3} содержит минимум шесть параметров [3]. В числитель и знаменатель соответствующего выражения входят ряды специального вида, для химической реакции нулевого порядка — гипергеометрические. Допустимо их приближенное представление в виде отрезков степенных рядов относительно σ . Поскольку условие инерционности реакционной зоны не изменяет количества корней знаменателя W_p в области низких частот [3], для передаточной функции получим

$$W_{p3} = v \frac{\psi(\sigma)}{1 + (2\lambda s + s^2)/\omega_0^2}, \quad (6)$$

$\psi(\sigma)$ — дробно-рациональная функция σ . Учитывая выявленные закономерности структуры W_p , распространяемые и на (6), можно выделить в зависимости $\psi(\sigma)$ элементарные множители, вариация коэффициентов которых позволяет расширить круг параметров, характеризующих динамику зоны горения. Неизотермичность пламени в данной модели также не оказывает влияния на W_{p3} .

Как известно, ИПФ $k_p(\tau)$ системы связана с передаточной функцией преобразованием Лапласа

$$W_p(s) = \int_0^{\infty} k_p(\tau) e^{-s\tau} d\tau \quad (7)$$

($\tau = t/t_0$). При нулевых начальных данных и произвольной зависимости входного сигнала от времени получаем

$$v(\tau) = \int_0^{\tau} k_p(\tau - \zeta) \eta(\zeta) d\zeta, \quad (8)$$

где $v(\tau) = u/u_0 - 1$, $\eta(\tau) = p/p_0 - 1$ — безразмерные отклонения скорости горения и давления от стационарных величин.

Наличие соотношений (7) и (8) позволяет проводить единообразную обработку опытов в случае произвольного изменения давления в линейном приближении. Поскольку данный порох типа Н относится к числу практически непрозрачных, можно предположить о подобии воздействия внешнего лучистого потока и давления [9]. Тогда W_p будет иметь

аналогичную структуру, но в общем случае — другие значения параметров аппроксимации, включая коэффициент усиления v_q .

Для удовлетворения требования оптимального математического описания целесообразно постепенно увеличивать число привлекаемых параметров, добиваясь допустимой погрешности аппроксимации.

Результаты экспериментального исследования

В процессе обработки опытных данных предприняты попытки различного представления ЧХ и связанных с ними ИПФ. Выполнялось условие пригодности одного варианта структуры ЧХ для всего диапазона давлений.

Вначале рассматривались опыты с воздействием лучистого потока по гармоническому закону. Для их обработки выделена область частот от $\omega = 0$ до ω_k , отвечающей амплитуде отклика, равной 20% амплитуды квазистационарной скорости горения. Ограничение частоты сверху обусловлено прогрессивно возрастающей ошибкой по мере ослабления выходного сигнала. (При $\omega = \omega_k$ она примерно в $\sqrt{5}$ раз превышает ошибку, характерную для зоны резонанса.) По этой же причине производилось сгущение участвующих в обработке опытных точек к частоте резонанса ω_p .

* Использование четырехпараметрической аппроксимации в виде (4) не приводит к положительному результату: опытные ЧХ отражают более сильное интегрирующее свойство передаточной функции по сравнению с теоретической [1, 2] и, следовательно, инерционность реальной зоны горения выше. Существенная невязка в амплитудных значениях наблюдается вблизи ω_k . Искусственный прием отбрасывания в числителе (5) двух последних слагаемых незначительно улучшает ситуацию.

Из различных вариантов синтеза структуры в форме, даваемой (6), с пятью параметрами, в том числе и с включением в виде сомножителя структурного блока $(1 + \sigma)$, наилучшие результаты по точности аппроксимации в выделенной области частот дала передаточная функция вида

$$\bar{W}_q = v_q \frac{1 + a\sigma + bs^2}{1 + (2\lambda s + s^2)/\omega_0^2}. \quad (9)$$

Переход к модели с шестью параметрами несущественно уменьшает погрешность аппроксимации, ощутимее в зоне больших ω , и имеет смысл при расширении рассматриваемой области в сторону увеличения ω и возрастании точности эксперимента.

С помощью обратного преобразования Лапласа по (9) восстанавливается ИПФ. Окончательное выражение находится путем разложения на простейшие дроби с комплексными знаменателями и сведения к табличным соотношениям [10]:

$$k_q(\tau) = v_q e^{-\lambda\tau} \{ [A + Q(\alpha F - \beta G)] \sin \omega_1 \tau + [B + Q(\beta F + \alpha G)] \cos \omega_1 \tau \},$$

где $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}$ — частота свободного движения системы;

$$\alpha = \left[\frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{4} - \lambda \right)^2 + \omega_1^2} + \frac{1}{4} - \lambda \right]^{\frac{1}{2}}; \quad \beta = \omega_1 / 2\alpha;$$

$$F = \operatorname{erf}(\alpha \sqrt{\tau}) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2 \tau} \int_0^{\beta \sqrt{\tau}} e^{y^2} \sin(2\alpha \sqrt{\tau} y) dy;$$

$$G = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\alpha^2 \tau} \int_0^{\beta \sqrt{\tau}} e^{y^2} \cos(2\alpha \sqrt{\tau} y) dy; \quad A = \frac{\omega_0^2}{\omega_1} \left(1 - \frac{a}{2} - b\lambda \right);$$

$$B = \omega_0^2 b; \quad Q = 2(\omega_0^2 / \omega_1 - A - B).$$

Динамические параметры массовой скорости нестационарного горения

p , МПа	v	v_q	λ	ω_1	a	b	ξ	γ , %
0,1	0,81	0,14	5,3	9,7	0,22	-0,015	0,48	6
0,4	0,81	0,038	1,9	3,1	0,36	-0,05	0,53	6
0,8	0,75	0,024	1,26	1,8	0,40	-0,06	0,58	7
1,2	0,68	0,018	0,97	1,23	0,43	-0,07	0,62	7
2,0	0,68	—	0,76	0,89	0,45	-0,13	0,65	8
3,2	0,57	—	0,51	0,58	0,49	-0,14	0,66	8
4,6	0,57	—	0,41	0,45	0,50	-0,22	0,67	8

Таким образом, можно оперировать двумя равнозначными группами из пяти параметров (v_a , a , b , λ , ω_1 и v_q , A , B , λ , ω_1), причем v_q известен из стационарного эксперимента. Остальные параметры определялись в динамических режимах с экстраполяцией на нулевую амплитуду внешнего воздействия. Обработке подлежали опытные амплитудные и фазовые ЧХ, а также переходные процессы при отключении постоянного лучистого потока. Использовался метод случайного поиска. Оптимальному сочетанию параметров соответствовал минимум среднеквадратичного отклонения при аппроксимации переходного режима и среднегеометрического аналогичных относительных отклонений для амплитудных и фазовых ЧХ.

В опытах со сбросом давления производилось приближенное представление $\eta(\tau) = \eta_{20} + (1 - \eta_{20})e^{-\lambda\tau}$ в выражении (8) и обработка была аналогичной.

Сопоставление опытных данных по воздействию лучистого потока и давления, экстраполированных на их нулевые значения, при тех уровнях давления, где имеется перекрытие опытных точек, показывает, что возможно обобщение. Суть его заключается в выполнении с точностью, равной точности эксперимента, соотношения $W_u = W_q/v_q = W_p/v$, а следовательно, и $k_u(\tau) = k_q(\tau)/v_q = k_p(\tau)/v$, где W_u , $k_u(\tau)$ — передаточная функция и ИПФ скорости нестационарного горения по квазистационарной скорости горения. По-видимому, естественная непрозрачность, присущая данному пороху, сближает по характеру воздействие лучистого потока и давления. Обобщенные результаты опытов приведены в таблице.

В определении коэффициента усиления $v_q = q_m \frac{\partial \ln u_c}{\partial q_0}$ при постоянных начальной температуре, давлении и $q_0 \rightarrow 0$ в качестве масштабного множителя q_m взята единица измерения 1 Вт/см². Использование других вариантов выбора q_m , например в виде, предложенном в [9], требующем знания температуры поверхности, в данном исследовании нежелательно. Помимо значений динамических параметров в таблице указана и средняя квадратическая ошибка аппроксимации по методу наименьших квадратов γ , откуда следует, что с учетом рассмотренных выше особенностей обработки с использованием этого метода суммарная ошибка составляет около 10%.

Для трех первых строчек таблицы на рис. 3 показаны амплитудные (верхняя нумерация) и фазовые частотные характеристики, отвечающие частотной передаточной функции $W_u(i\omega)$, причем амплитудные значения даны в децибелах $L_u = 20 \lg A_u(\omega)$.

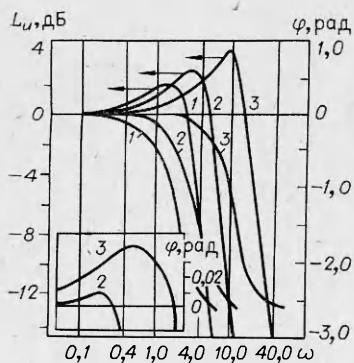


Рис. 3. Амплитудные и фазовые ЧХ скорости нестационарного горения при разных уровнях давления: 0,8 (1), 0,4 (2) и 1 МПа (3).

Зависимости $L_p(\omega)$ и $L_q(\omega)$ получаются смещением $L_u(\omega)$ в направлении оси ординат на величины $20 \lg v$ и $20 \lg v_q$. Их можно сравнить с построениями для теоретической модели (4), проведенными в [11].

В опытных передаточных функциях преобладает интегрирующее свойство, особенно в области высоких частот, где φ имеет большие отрицательные значения. Это находит яркое отражение в заметном запаздывании отклика скорости нестационарного горения на начальных этапах переходных процессов (см. рис. рис. 2, а, б), когда основной вклад в величину входного сигнала вносят высокие частоты. Незначительный суммарно дифференцирующий эффект, выявляемый аппроксимацией, имеет место при низких давлениях в области малых частот, где $\varphi > 0$ (показано в большом масштабе на врезке рис. 3). Он существенно меньше, чем это предсказывается теорией с безынерционной реакционной зоной к-фазы, и выявить его удастся в поле ошибки лишь с помощью предложенного метода идентификации. Отметим, что наличие участка с опережением фазы отклика имеет определяющее значение в исследовании предела устойчивости стационарного режима горения в полузамкнутом объеме [12].

Из приведенных результатов эксперимента следует, что наиболее сильно влияние реакционной зоны к-фазы сказывается в области низких давлений, где $\omega_0 > 1$. По мере увеличения давления этот эффект ослабевает, $\omega_0 \rightarrow 1$. Здесь расширяются возможности описания передаточной функции с помощью соотношения (4) в сторону больших ω , если подходить к определению входящих в (4) параметров формально, как к коэффициентам зависимости, аппроксимирующей опытные данные. Это отражается и в росте коэффициента a (см. таблицу и соотношение (9)).

О запасе устойчивости системы можно прежде всего судить по значению относительного коэффициента затухания $\xi = \lambda/\omega_0$, также приведенного в таблице. Он достаточно велик, что свидетельствует о сильном демпфировании. Ближе к границе устойчивости горения пороха находится при низких давлениях, где ξ меньше. К аналогичному выводу можно прийти, рассматривая и традиционные критерии качества, обычно используемые для замкнутых систем [4].

В заключение следует отметить, что предлагаемый метод идентификации зоны горения, как САУ, позволяет иметь широкую информацию о передаточных функциях и ИПФ для конкретных конденсированных веществ при различных уровнях давления, начальной температуры, лучистого потока и т. п. С помощью полученного обобщения можно прийти к основным результатам линейной теории нестационарного горения. Можно рассчитывать на их более полное соответствие реальным системам по сравнению с феноменологической теорией [1, 2], так как в основе находится прямой эксперимент по нестационарному горению при стандартных внешних воздействиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
2. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
3. О. Я. Романов. ФГВ, 1975, 11, 2, 188.
4. В. А. Бесекерский, Е. П. Попов. Теория систем автоматического регулирования. М.: Наука, 1966.
5. О. Я. Романов, В. С. Тархов, Г. Г. Шелухин. ФГВ, 1977, 13, 6, 924.
6. В. Н. Симоненко, В. Е. Зарко, К. П. Куценогий. ФГВ, 1980, 16, 3, 60.
7. В. В. Солодовников и др. Теория автоматического регулирования. Кн. 1. М.: Машиностроение, 1967.
8. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1971, 5, 60.
9. И. Г. Ассовский, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1971, 5, 70.
10. В. А. Диткин, А. П. Прудников. Справочник по операционному исчислению. М.: Высшая школа, 1965.
11. В. М. Бобылев. ФГВ, 1970, 6, 4, 454.
12. В. М. Бобылев. ФГВ, 1971, 7, 1, 29.

Поступила в редакцию 12/VI 1985,
после доработки — 11/IX 1985