

8. Galfetti L., Zanotti C., Giuliani P. Radiant heating and ignition of solid propellants // Proc. Second Int. Conf. on Advanced Computational Methods in Heat Transfer, Milan, 1992.
9. Sills J. A. Transformations for infinite regions and their applications to flow problems // AIAA J.—1969.—7.—P. 117—123.
10. Krier H., Ten J. S., Sirignano W. M. et al. Nonsteady burning phenomena of solid propellants: theory and experiments // AIAA J.—1968.—6.—P. 278—285.

УДК 536.46

А. Б. Кискин

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТКЛИКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВА НА ИЗМЕНЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ

В рамках феноменологического подхода Зельдовича — Новожилова рассматривается возможность получения функции отклика с помощью излучения и с последующим пересчетом в функцию отклика по давлению. Предложена методика непосредственного получения вида нестационарного отклика скорости горения по давлению из экспериментов по горению топлива при действии специальным образом модулированным излучением.

До сих пор экспериментально определять закономерности поведения нестационарной скорости горения твердых топлив при изменении давления достаточно сложно. В связи с этим весьма заманчивым выглядит способ получения таких закономерностей с помощью воздействия излучением на процесс горения с последующим пересчетом результата в отклик скорости по давлению. Теоретически такая возможность показана в работе [1] на примере функций отклика по давлению и излучению для модели горения с квазистационарными зонами химических реакций в газовой и конденсированной (в бесконечно узком поверхностном слое) фазах. При этом важно условие поглощения излучения на поверхности топлива. В этом случае обе функции отклика совпадают с точностью до коэффициента. В [2] уточнено, что результат справедлив только при достаточно малом среднем уровне мощности излучения.

В рамках феноменологического подхода Зельдовича — Новожилова [3], в котором сформулирована наиболее общая формулировка квазистационарного метода в теории нестационарного горения твердых топлив, поведение скорости горения описывается уравнением теплопроводности в к-фазе с соответствующими граничными и начальными условиями

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad -\infty < x < 0, \quad (1)$$

$$u = u^0(T_s - \kappa\varphi/u, p, q), \quad (2)$$

$$T_s = T_s^0(T_s - \kappa\varphi/u, p, q), \quad (3)$$

$$\varphi = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad p = p(t),$$

$$q = q(t), \quad T(x, 0) = T_0(x).$$

Здесь T — температура к-фазы; u — скорость горения; t — время; x — пространственная координата; p — давление; q — поглощающееся на поверхности излучение; κ — температуропроводность. Индекс s соответствует поверхности, индекс нуль вверху — стационарным условиям, внизу — начальным.

Прообразы нестационарных зависимостей (2), (3) — стационарные функции $u^0(T_0, p, q)$, $T_s^0(T_0, p, q)$. Функция отклика (продукт ли-

нейного подхода) имеет вид [3]

$$\psi_z = \left(\frac{\Delta u}{u^0} \right) \left(\frac{\Delta z}{z_0} \right)^{-1} = \frac{v_z + \delta_z W(\omega)}{1 - k + (r - ik/\omega) W(\omega)}, \quad (4)$$

где z может обозначать как p , так и q , поскольку эти факторы учитываются подобным образом в зависимостях (2), (3). Другие параметры

$$k = (T_s^0 - T_0) \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial T_0} \right)_z, \quad r = \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial T_0} \right)_z,$$

$$v_z = \left(\frac{\partial \ln u^0}{\partial \ln z} \right)_{T_0}, \quad \mu_z = \frac{1}{T_s^0 - T_0} \left(\frac{\partial T_s^0}{\partial \ln z} \right)_{T_0},$$

$$\delta_z = v_z r - \mu_z k,$$

$$z = z_0 + \Delta z \sin(\omega t),$$

$$z \in \{p, q\},$$

$W(\omega)$ — функция безразмерной частоты модуляции [3].

Из выражения (4) видно, что отказ от неизменности стационарных условий по p и T_0 позволяет снять ограничение на малость уровня q^0 [2], а именно: при

$$k_1 = k(p_{01}, q_{01}, T_{01}) = k(p_{02}, q_{02}, T_{02}) = k_2,$$

$$r_1 = r(p_{01}, q_{01}, T_{01}) = r(p_{02}, q_{02}, T_{02}) = r_2$$

(индексу 1 соответствует случай $q = \text{const}$, а индексу 2 — $p = \text{const}$) функции отклика по давлению ψ_{p1} и излучению ψ_{q2} (при конечных значениях q_{02}) будут отличаться только постоянным множителем v_z , если выполняется одно из двух условий:

а) $\delta_z = 0$ (однозначная зависимость скорости горения от температуры поверхности топлива);

б) $\delta_z \neq 0$, $v_p/v_q = \mu_p/\mu_q$.

В случае конечных амплитуд изменения p и q , приводящих к нелинейности отклика всей системы, вопрос о моделировании воздействия давления посредством излучения сводится к полномасштабному решению исходной задачи (1) — (3). Однако если имеется вся информация для проведения подобного моделирования, то необходимость в нем отпадает, так как тогда можно непосредственно рассчитывать отклик скорости горения на заданное изменение давления. Ниже предлагается возможная экспериментальная методика получения нестационарной скорости горения при переменном давлении с помощью излучения без решения системы (1) — (3). Заметим, что условия применимости описываемого подхода существенно ограничивают класс возможных топлив.

Задача формулируется следующим образом: найти закон изменения $q(t)$ такой, чтобы при действии излучения изменения скорости горения $u(t)$ и температурного профиля в k -фазе $T(x, t)$ соответствовали случаю заданной зависимости $p(t)$.

Введем обозначение обратной функции $H(t) = T_0(u(t), p(t), q(t)) = T_s - \frac{\kappa \Phi}{u}$, которую будем использовать в нестационарных выражениях. Фактически из требования совпадения $u_1(t) = u_2(t)$, $T_{s1}(t) = T_{s2}(t)$ для случаев 1 (произвольного изменения давления) и 2 (соответствующего ему изменения излучения) следует, что должна существовать однозначная зависимость между скоростью горения и температурой поверхности (подразумевается, что $u(T_0, p, q) \neq u(T_0, q, p)$, т. е. функциональные зависимости от параметров p и q различны). Более того, будут совпадать и функции эффективной начальной температуры $H_1(t)$ и $H_2(t)$.

Пусть стационарная зависимость представима в разделяющемся виде $u_T(T_0) u_{pq}(p, q)$ или в нестационарном случае $u(H, p, q) = u_T(H) u_{pq}(p, q)$. Тогда для выполнения равенства

$$\frac{du_1}{dt} = \frac{\partial u_1}{\partial p} \frac{dp_1}{dt} + \frac{\partial u_1}{\partial T_0} \frac{dT_0}{dt} = \frac{\partial u_2}{\partial q} \frac{dq_2}{dt} + \frac{\partial u_2}{\partial T_0} \frac{dT_0}{dt} = \frac{du_2}{dt}$$

необходимо, чтобы

$$\frac{1}{q_2} \frac{dq_2}{dt} = \frac{v_p}{v_q} \frac{1}{p_1} \frac{dp_1}{dt}, \quad (5)$$

где $v_p = v_p(u(t), p(t), q)$, $v_q = v_q(u(t), p, q(t))$. В линейном случае $v_p/v_q = \text{const}$ и условие (5) приводит к тому же результату, что и для функции отклика.

Собственно для проведения эксперимента необходимы измеритель нестационарной скорости горения, управляемый источник излучения и управляющее устройство (компьютер + АЦП (аналогово-цифровой преобразователь) + ЦАП (цифроаналоговый преобразователь)). Управляющее устройство должно на основании текущих измеренного уровня нестационарной скорости горения $u_2(t)$, излучения $q_2(t)$ и заданного значения $p_1(t)$ вычислять $v_p(t)$, $v_q(t)$ и $\Delta q_2 = -q_2 \Delta t v_p/v_q$, а затем выдавать сигнал на соответствующее изменение мощности источника излучения. Процесс циклически повторяется через интервал Δt . Таково схематичное описание экспериментальной установки.

Требования к информационному обеспечению эксперимента:

- 1) процесс горения топлива должен удовлетворять ограничениям квазистационарного подхода;
- 2) поглощение излучения происходит на поверхности горения топлива;
- 3) скорость изменения $p_1(t)$ также должна удовлетворять временным ограничениям квазистационарного подхода;
- 4) необходимы знание зависимости стационарной скорости горения от начальной температуры, давления и излучения и представимость в разделяющемся виде $u^0(T_0, p, q) = u_T^0(T_0) u_{pq}(p, q)$;
- 5) однозначная связь между скоростью горения и температурой поверхности.

Отметим, что данные по $u(T_s)$ нигде не используются в непосредственных расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Luca L. Ph. D. Thesis. Department of Aerospace and Mechanical Sciences. AMS Report N1192-T.—Princeton Univ., 1976.
2. Finlinton, J. C., Hanson-Parr D., Son S. F. Measurement of propellant combustion response to sinusoidal radiant heat flux // AIAA paper 91-0204, 29th Aerospace Sci. Meeting, 1991.
3. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.—М.: Наука, 1973.

г. Новосибирск

УДК 536.46

В. Н. Бухаров, Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ГОРЕНИИ ТОПЛИВ С ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ГАЗИФИКАЦИЕЙ ЛЕТУЧИХ

Теоретически рассмотрено нестационарное горение двухкомпонентного твердого топлива, компоненты которого газифицируются при различных температурах. Определена область устойчивого горения такого топлива. Показано, что в переходных режимах в процессе горения реализуются заметные изменения доли летучих компонентов в общем массовом потоке газа.

Основанием для создания модели горения двухкомпонентного топлива послужили опыты с порохом П [1], в которых обнаружена пористая структура части прогретого слоя. Этот эффект убедительно объясняется

© В. Н. Бухаров, Л. К. Гусаченко, В. Е. Зарко, 1993.