

ФУНКЦИИ ОТКЛИКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ ОКТОГЕНА И ГЕКСОГЕНА С УЧЕТОМ ПЛАВЛЕНИЯ

А. А. Зенин, С. В. Финяков

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 119991 Москва, zenin31@list.ru

Приведены экспериментальные значения скоростей горения при вариации давления и начальной температуры и показана идентичность законов газификации в волне для гексогена и октогена. Найдены дифференциальные параметры (чувствительности) скорости горения и температуры поверхности, по которым рассчитаны функции отклика скорости горения на пульсации давления. Расчет проведен как с учетом плавления к-фазы, так и без него. Показано, что учет плавления снижает амплитуду реальной части функций отклика, а толщина расплавленного слоя не оказывает существенного влияния на функции отклика. Приведены ошибки вычисления функций отклика. Результаты расчета функций отклика сопоставлены с экспериментальными данными.

Ключевые слова: скорость горения, чувствительность параметров волны, функции отклика, плавление.

ВВЕДЕНИЕ

Функции отклика скорости горения конденсированных веществ на пульсации давления являются важной характеристикой этих веществ [1–5]. В экспериментах они определяются посредством возмущения горения лазерным импульсом [6–10], при горении образцов в Т-камере [11–13] и с использованием микроволновой техники [14]. Расчетным путем функции отклика обычно определяются из различных моделей горения [3, 4, 15–20]. В рамках теории Зельдовича — Новожилова [1, 2, 5] функции отклика находятся независимо от моделей, используются лишь дифференциальные параметры (чувствительности скорости горения и температуры горячей поверхности к давлению и начальной температуре, найденные при стационарном горении).

Значительный интерес представляет получение функций отклика для октогена и гексогена в связи с их широким применением как в качестве добавок к порохам, так и в качестве основы современных смесевых ракетных топлив. Эта задача имеет свои особенности в связи с проблемой влияния на функции отклика жидкого слоя на горячей поверхности, существующего при горении этих нитраминов. Дело в том, что толщины этого слоя существенно различаются в волне горения октогена и гексогена из-за сильного различия температур плавления T_m : для октогена $T_m = 282$ °С, а для гексогена 204 °С. Это означает, что в волне горения гек-

согена расплавленный слой значительно толще, чем у октогена, поскольку скорости горения этих веществ близки. Поэтому естественно проверить, наблюдается ли более сильное влияние этого слоя для гексогена. Цель настоящей работы — получение функций отклика скорости горения на пульсации давления для октогена и гексогена, без учета и с учетом плавления к-фазы на горячей поверхности. Математический аппарат учета плавления при нахождении функций отклика был разработан в [21] и уже использовался в работах [22–24] для нахождения функций отклика с учетом плавления для октогена. В настоящей работе уточнены некоторые значения дифференциальных коэффициентов и функций отклика для октогена и заново проанализированы ошибки получения этих величин. Данные для гексогена получены впервые. Учет влияния плавления к-фазы на горячей поверхности конденсированного вещества предпринимался также в работах [25–28].

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА

Методика экспериментов

Термическая структура волн горения гексогена изучалась с использованием микротермометрической методики, изложенной и обоснованной в [29–31]. Вольфрам-ренийевые термометры толщиной 2 ÷ 7 мкм заделывались в образцы в процессе прессования. Горение гексогена и

Таблица 1

Скорости горения m и толщины тепловых слоев конденсированной фазы l и l_m

Параметры	p , МПа				
	0.5	1	2	5	10
Гексоген при $T_0 = -100/20/100$ °С					
m , г/(см ² ·с)	- /0.28/0.35*	0.4/0.48/0.6	0.7/0.84/1.0	1.54/1.76/2.0	2.48/2.88/3.2
l , мкм	- /80/100	55/60/70	35/40/55	25/30/40	18/20/30
l_m , мкм	- /70/95	35/50/80	30/35/60	20/30/50	16/20/35
Октоген при $T_0 = -170/20/100$ °С					
m , г/(см ² ·с)	0.19/0.26/0.36	0.34/0.46/0.58	0.6/0.78/0.94	1.22/1.42/1.68	2.04/2.2/2.5
l , мкм	100/75/60	55/45/42	40/38/32	26/24/22	20/18/17
l_m , мкм	12/20/32	18/25/34	15/20/25	12/17/19	10/14/18

Примечание. *В этой графе приведены параметры при двух значениях температуры: $T_0 = 20/100$ °С.

октогена было одномерным и стационарным. Для каждого режима горения было получено 10 ÷ 12 профилей температур, которые затем осреднялись. Опыты проводились в бомбе постоянного давления объемом 2 л, снабженной окнами. Внутри бомбы находился небольшой термостат, внутрь которого помещались образцы. Образцы нагревались нихромовой спиралью либо охлаждались жидким азотом, наливаемым в обойму термостата. Температуры образца и распределения температур в волне горения регистрировались термопарами. Запись сигналов осуществлялась многоканальным шлейфовым осциллографом с усилителем. Скорость горения m определялась различными методами — оптическим, с помощью фоторегистратора, по задержке сигналов термопар, заделанных в образцы на известном расстоянии по вертикали, и по чувствительному датчику давления, регистрирующему начало и окончание горения образца известной длины. Температуры горячей поверхности T_s определялись методом «визуализации» и по излому записи температур в месте выхода термоспая на поверхность горения (теорию измерений см. [30, 31]).

Результаты экспериментов

Исследования структуры зон горения выбранных циклических нитраминнов проводились в течение последних 20 лет; в итоге был получен большой объем экспериментальной информации о значениях скоростей горения m и

температур горячей поверхности T_s при различных давлениях p и начальных температурах T_0 . Для настоящей работы существенны значения измеренных скоростей горения (см. табл. 1) и макрокинетические законы газификации к-фазы в волне горения исследуемых нитраминнов. Законы газификации связывают скорость горения с температурой поверхности, и для октогена и гексогена эти законы идентичны (см. [32]):

$$\begin{aligned}
 m &= 1.1 \cdot 10^4 \cdot \exp(-28\,000/2RT_s) \\
 &\text{при } T_s \leq 773 \text{ К}, \\
 m &= 1.33 \cdot 10^7 \cdot \exp(-50\,000/2RT_s) \\
 &\text{при } T_s > 773 \text{ К}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

В формулах (1) размерность m — г/(см²·с). Среднестатистическое отклонение от средних значений для энергий активации составляет ±(1 ÷ 2) ккал/моль. В табл. 1 приведены также результаты измерений размеров теплового слоя к-фазы l и расплавленного слоя l_m . Размер l определялся по осредненным распределениям температуры в к-фазе в диапазоне от T_s до $T^* = (T_s - T_0)/e + T_0$, а l_m — в интервале от T_s до T_m . Видно, что значения l_m для гексогена много больше, чем для октогена. Это представляется естественным, поскольку, как уже отмечалось, температура плавления гексогена существенно меньше температуры плавления октогена, а скорости горения и значения T_s близки.

Таблица 2
Дифференциальные параметры
горения октогена при $T_0 = 20^\circ\text{C}$
(без учета плавления на горячей поверхности)

p , МПа	ν	μ	k	r	β , 10^{-3}K^{-1}
0.5	0.82	0.145	0.95	0.18	2.6
1.0	0.78	0.138	0.97	0.16	2.4
2.0	0.72	0.120	0.79	0.15	1.8
5.0	0.64	0.09	0.68	0.09	1.4
8.0	0.63	0.062	0.60	0.05	1.2
10.0	0.58	0.055	0.66	0.055	1.5

Таблица 3
Дифференциальные параметры
горения гексогена при $T_0 = 20^\circ\text{C}$
(без учета плавления на горячей поверхности)

p , МПа	ν	μ	k	r	β , 10^{-3}K^{-1}
0.5	0.78	0.136	0.738	0.13	2.0
1.0	0.80	0.135	0.89	0.16	2.2
2.0	0.81	0.135	0.85	0.14	1.9
5.0	0.78	0.093	0.75	0.06	1.5
8.0	0.72	0.068	0.72	0.075	1.4
10.0	0.72	0.067	0.68	0.07	1.3

Дифференциальные параметры октогена и гексогена

Чувствительность скорости горения и температуры поверхности к изменению начальной температуры и давления характеризуется следующими параметрами: $\beta = (\partial \ln m / \partial T_0)_{p=\text{const}}$, $r = (\partial T_s / \partial T_0)_{p=\text{const}}$, $\nu = (\partial \ln m / \partial \ln p)_{T_0=\text{const}}$, $\mu = (T_s - T_0)^{-1} \times (\partial T_s / \partial \ln p)_{T_0=\text{const}}$. Параметр k находился по формуле $k = \beta(T_s - T_0)$. Значения r и μ вычислялись по уравнению (1), а β и ν определялись по данным табл. 1 (анализ ошибок — см. ниже). Полученные для октогена и гексогена результаты приведены в табл. 2 и 3. Для октогена взяты следующие константы: теплота плавления $q_m = 24$ кал/г; теплоемкость к-фазы $c_s = 0.30, 0.31$ и 0.32 кал/(г·К) при $T = 200 \div 300, 400$ и 500°C соответственно; плотность к-фазы $\rho = 1.7$ г/см³. Для гексогена $q_m = 29$ кал/г, $c_s = 0.4$ кал/(г·К), $\rho = 1.66$ г/см³.

Видно, что чувствительность скорости горения к давлению у октогена заметно меньше,

чем у гексогена, почти при всех исследованных давлениях (за исключением $p = 0.5$ МПа), а температурные чувствительности скорости горения близки в основном диапазоне давлений (и лишь при $p = 0.5 \div 1$ МПа значение β у октогена несколько выше).

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

Функции отклика без учета плавления на горячей поверхности

Полученные при горении в стационарных условиях результаты могут быть использованы, как известно, для изучения поведения скорости горения при пульсирующих давлениях. Для этого используется функция отклика U скорости на пульсации давления p_1 , которая вводится соотношением

$$m_1/m_0 = U p_1/p_0, \quad (2)$$

где m_1 — пульсация скорости горения, а m_0 и p_0 — средние значения скорости горения и давления. Обычно соотношение (2) записывается в комплексной форме, так что U — комплексная величина. При линейном анализе рассматриваются гармонически изменяющиеся давление и скорость горения:

$$p = p_0 + p_1 \cos \bar{\omega} \tau, \quad p_1 \ll p_0;$$

$$m = m_0 + m_1 \cos(\bar{\omega} \tau + \psi), \quad m_1 \ll m_0.$$

Здесь τ — текущее время, $\bar{\omega}$ — циклическая частота колебаний, ψ — сдвиг фазы. Из решения нестационарного уравнения теплопроводности находятся выражения для амплитуды и фазы отклика скорости горения в линейном приближении. Б. В. Новожиловым было получено следующее выражение для функции отклика скорости горения U на гармонически осциллирующее давление [5]:

$$U = [\nu + (\nu r - \mu k)(z - 1)]/[1 + r(z - 1) - k(z - 1)/z]. \quad (3)$$

Здесь $z = (1 + \sqrt{1 + 4i\bar{\omega}})/2$, $\omega = \bar{\omega}\chi/u^2$ — безразмерная частота, χ/u^2 — время релаксации теплового слоя к-фазы, u — линейная скорость горения, χ — температуропроводность. Значения дифференциальных параметров ν , μ , k и r ,

приведенные в табл. 2 и 3, используются ниже для оценки функции отклика U октогена и гексогена. Нужно отметить, что уравнение (3) было получено в предположении, что время релаксации теплового слоя к-фазы много больше, чем времена релаксаций реакционного слоя и газовой фазы. Оценки для изучаемых веществ показывают справедливость этого предположения: значения χ/u^2 в $10 \div 30$ раз больше других времен релаксации. Ниже в оценках использовался интервал $\omega = 0 \div 15$.

Функции отклика с учетом плавления на горячей поверхности

В работе [21] было получено выражение для функций отклика скорости горения с учетом эффекта плавления к-фазы на горячей поверхности. Функция отклика U_L в этом случае имеет следующий вид:

$$U_L = [\nu + \delta(WQ/2 - 1)] / [1 + r(WQ/2 - 1) - k_1 - (M - NQ/2)iLk_1/\omega]. \quad (4)$$

Здесь $\delta = \nu r - \mu_1 k_1 = \nu r - \mu k$; $Q = 1 + z(A_1^z + 1)/(A_1^z - 1)$; $z = (1 + \sqrt{1 + 4i\omega})/2$; $k_1 = kB_0$; $B_0 = 1 + q$; $\mu_1 = \mu/B_0$; $W = LB_0$; $q = q_m/(c_s(T_s - T_0))$; $M = L^2Ek_2A_1/A + LEk_2(A_1)^{(1-z)/2}$; $N = WA_1/A + E(A_1)^{(1-z)/2}$; $A = (1 + q)/(q + \Theta_m)$; $E = \Theta_m - W/A$; $A_1 = A \exp(\pm LH_1)$; $\Theta_m = (T_m - T_0)/(T_s - T_0)$; $k_2 = (1 - \sqrt{1 + 4i\omega/L})/2$; $L = \lambda_s/\lambda_l$; λ_s, λ_l — коэффициенты теплопроводностей твердой и расплавленной частей теплового слоя к-фазы.

Значения дифференциальных параметров ν, μ, k и r , приведенные в табл. 2 и 3, использовались для оценки функций отклика U_L октогена и гексогена. Взят интервал $\omega = 0 \div 15$. Уравнение (4) имеет особенность при $\omega = 0$: числитель и знаменатель обращаются в нуль (см. ниже). При избавлении от особенности появляются дополнительные уравнения, которые накладывают определенные условия на входящие в рассмотрение величины L и A_1 (или H_1). Существенным здесь является условие, накладываемое на отношение теплопроводностей твердой и жидкой частей L в тепловом слое к-фазы, что позволяет найти это отношение из условия $\text{Re}U(\omega = 0) = \nu$ по формулам, приведенным ниже.

Найдем параметры L и A_1 . Представим комплексную функцию U_L (см. (4)) в виде действительной и мнимой частей:

$$\text{Re}U_L = (A_L C_L - B_L D_L)/(C_L^2 + D_L^2), \quad (5)$$

$$\text{Im}U_L = (A_L D_L + B_L C_L)/(C_L^2 + D_L^2). \quad (6)$$

Здесь A_L, C_L, B_L и D_L — функции действительного аргумента ω :

$$A_L = \nu + \delta[W(1 + X_q)/2 - 1]; B_L = W\delta Y_q;$$

$$C_L = 1 + r[W(1 + X_q)/2 - 1] - Wk_1(Y_m - Y_{nq})/\omega;$$

$$D_L = Wk_1(X_m - X_{nq})/\omega - rY_q.$$

Величины $X_q, Y_q, X_m, Y_m, Y_{nq}$ и X_{nq} имеют следующий вид:

$$X_q = [a(A_1^{2a} - 1) + 2bA_1^a \sin b_1]/[A_1^{2a} - 2A_1^a \cos b_1 + 1];$$

$$Y_q = [b(A_1^{2a} - 1) - 2aA_1^a \sin b_1]/[A_1^{2a} - 2A_1^a \cos b_1 + 1];$$

$$X_m = LWA_1/A + LEA_1^{(1-a)/2}[(1-a)\cos b_2 + b\sin b_2]/2;$$

$$Y_m = LEA_1^{(1-a)/2}[(a-1)\sin b_2 - b\cos b_2];$$

$$b = 2\omega/aL; b_1 = b \ln A_1; b_2 = b_1/2;$$

$$Y_{nq} = X_n Y_q/2 - Y_n(1 + X_q)/2;$$

$$X_n = WA_1/A + EA_1^{(1-a)/2} \cos b_2;$$

$$X_{nq} = X_n(1 + X_q)/2 + Y_n Y_q/2;$$

$$Y_n = EA_1^{(1-a)/2} \sin b_2;$$

$$a = [1 + (1 + 16\omega^2/L^2)^{0.5}]^{0.5}/\sqrt{2}.$$

Для удовлетворения условия $\text{Re}U(\omega = 0) = \nu$ необходимо раскрыть неопределенности $0/0$, возникающие при $\omega = 0$ в выражениях для C_L и D_L (требование $Y_m - Y_{nq} = X_m - X_{nq} = 0$ очевидно). После раскрытия неопределенностей получаются следующие уравнения, связывающие L и A_1 :

$$\begin{aligned} \nu &= \mu_1[WA_1/(A_1 - 1) - 1] + \\ &+ WE[1 - A_1 \ln A_1/L(A_1 - 1)] - \\ &- [W^2(A_1^2 - 1 - 2A_1 \ln A_1)/A(A_1 - 1)]; \\ A_1 &= (EA + WL)/W(L - 1). \end{aligned} \quad (7)$$

Определение функций отклика при плавлении на поверхности начинается с решения системы уравнений (7), из которых находятся величины L и A_1 (или H_1). Затем решается уравнение (4).

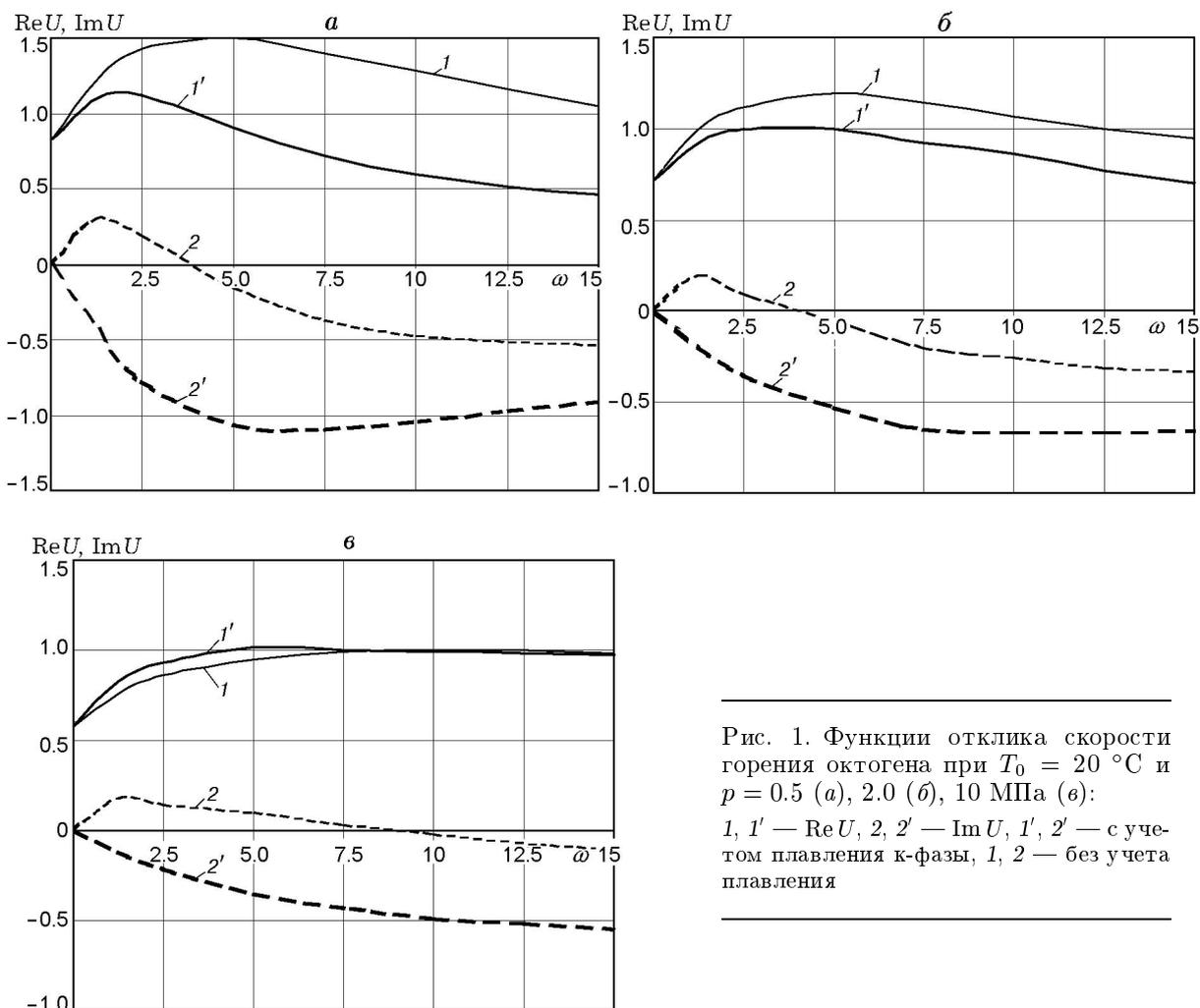


Рис. 1. Функции отклика скорости горения октогена при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ и $p = 0.5$ (а), 2.0 (б), 10 МПа (в):
1, 1' — $\text{Re}U$, 2, 2' — $\text{Im}U$, 1', 2' — с учетом плавления к-фазы, 1, 2 — без учета плавления

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА ДЛЯ ОКТОГЕНА И ГЕКСОГЕНА. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Безразмерные амплитуды $\text{Re}U$ функций отклика скорости горения и фазы отклика $\text{Im}U$ (в радианах) в зависимости от безразмерной частоты показаны на рис. 1, 2 для обоих случаев, т. е. без учета и с учетом плавления. На рис. 3 представлена зависимость максимальных (резонансных) значений амплитуд $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ от давления.

Из рисунков видно, что действительная часть функций отклика $\text{Re}U$ октогена и гексогена имеет типичный резонансный для этих функций вид. Максимум достигается при частотах, близких к собственной частоте, определяемой выражением $\omega_n = \sqrt{k}/r$. При нулевой

частоте $\text{Re}U$ действительно равно ν . Для многих порохов максимальные значения $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ существенно превышают величины ν , поскольку знаменатель уравнения (3) при $\omega = \omega_n$ обычно меньше единицы, и даже слабые возмущения колебательной системы, которой является волна горения, вызывают сильный отклик. Однако особенность полученных функций отклика, как следует из рис. 1–3, заключается в том, что максимальные амплитуды функций отклика как у октогена, так и гексогена относительно небольшие. Действительно, для октогена значения $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ ненамного превышают 1.5 при $p_0 = 0.5$ МПа и быстро уменьшаются с ростом давления до ≈ 1 . У гексогена зависимость $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ от ω имеет другой характер, с максимумом в диапазоне $p_0 = 2 \div 5$ МПа, однако при всех исследованных давлениях $(\text{Re}U)_{\text{max}} < 1.5$.

Данные рис. 3 показывают, что в целом

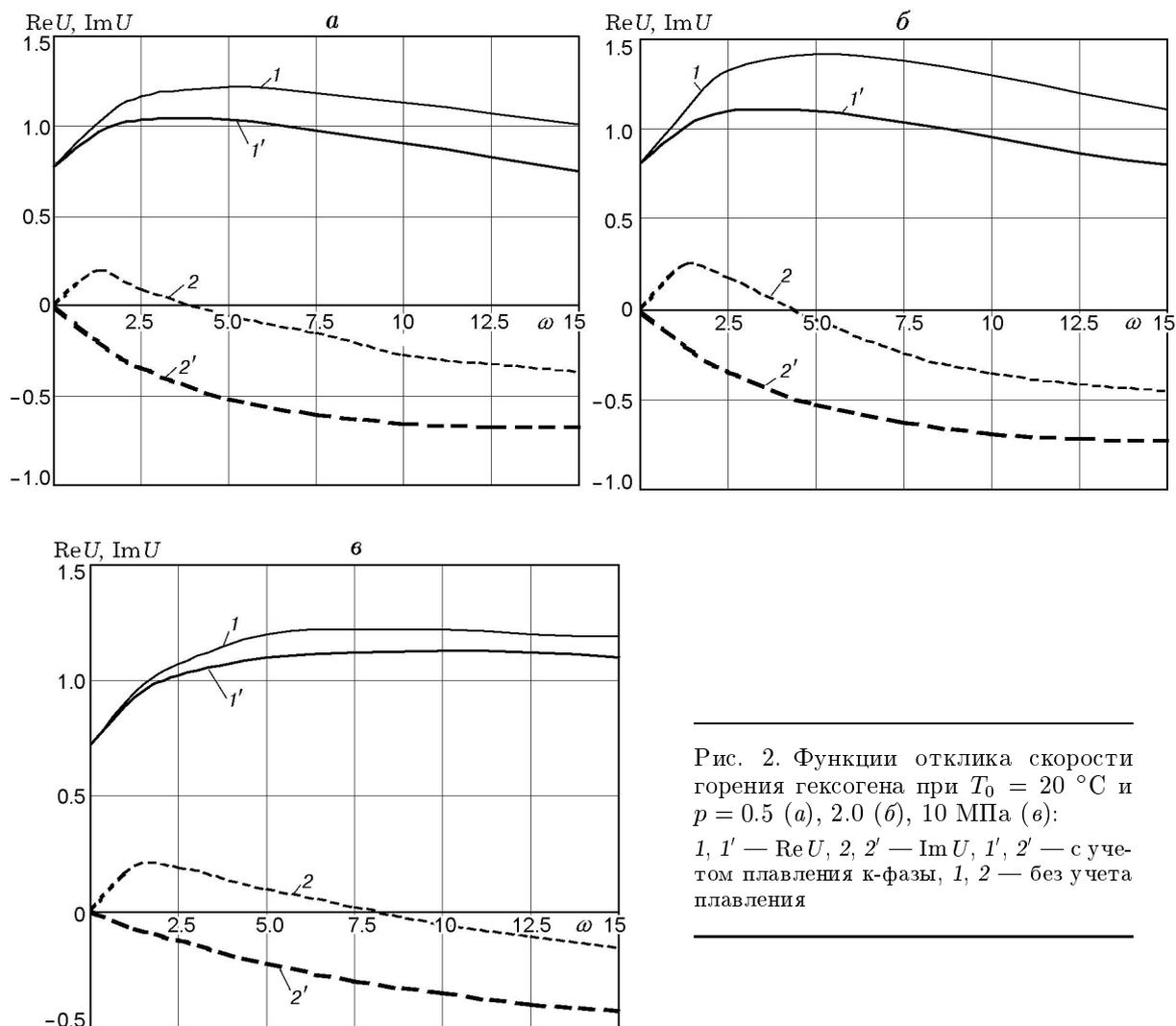


Рис. 2. Функции отклика скорости горения гексогена при $T_0 = 20^\circ\text{C}$ и $p = 0.5$ (а), 2.0 (б), 10 МПа (в):
 1, 1' — $\text{Re}U$, 2, 2' — $\text{Im}U$, 1', 2' — с учетом плавления к-фазы, 1, 2 — без учета плавления

при $p > 1 \div 1.3$ МПа значения $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ гексогена существенно больше, чем у октогена.

Фазы отклика $\text{Im}U(\omega)$ для октогена и гексогена (см. рис. 1, 2) имеют стандартный вид с положительными значениями до максимума $\text{Re}U$, при котором $\text{Im}U(\omega_n) = 0$, и с отрицательными значениями при $\omega > \omega_n$. В табл. 4 приведены характерные значения действительной и мнимой частей полученных функций отклика.

Функции U_L с учетом плавления конденсированной фазы

Данные рис. 1, 2 показывают, что учет плавления к-фазы существенно изменяет функции отклика, хотя характер зависимости $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ от давления сохраняется: плавное уменьшение с ростом давления у октогена и

максимум при средних давлениях у гексогена (см. также рис. 3). Но главное изменение заключается в том, что плавление снижает абсолютные значения $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ как у октогена, так и у гексогена. Наиболее сильное снижение наблюдается у октогена при малых давлениях: от 1.52 до 1.11 при $p = 0.5$ МПа. Однако с ростом давления различие значений $(\text{Re}U)_{\text{max}}$, полученных без учета и с учетом плавления к-фазы у октогена, быстро уменьшается и при $p > 5$ МПа обе кривые $(\text{Re}U)_{\text{max}} = f(p)$ практически сливаются. У гексогена большое различие значений $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ без плавления и с плавлением к-фазы наблюдается при $p < 5$ МПа. При повышенных давлениях это различие уменьшается, сохраняясь, однако, вплоть до 10 МПа (≈ 0.1). Максимальное снижение функции $(\text{Re}U)_{\text{max}}$ при учете плавления у гексогена имеет место при $p = 1 \div 2$ МПа (сни-

Таблица 4

Характеристики функций отклика октогена и гексогена ($T_0 = 20^\circ\text{C}$)

Характеристики	p , МПа				
	0.5	1.0	2.0	5.0	10.0
Октоген, без плавления/с плавлением					
$(\text{Re}U)_{\max}$	1.52/1.11	1.51/1.08	1.18/1.07	1.01/1.00	0.99/0.99
$(\text{Im}U)_{m+}$	0.29/0	0.30/0	0.20/0	0.15/0	0.16/0
$(\text{Im}U)_{m-}$	-0.53/-1.10	-0.58/-1.12	-0.34/-0.67	-0.22/-0.61	-0.10/-0.55
ω_n	4.5/2.0	5.0/2.0	4.3/3.8	6.4/5	10/9.0
$\bar{\omega}_n, 1/\text{с}$	90/40	300/120	540/480	920/710	6 950/6 250
Гексоген, без плавления/с плавлением					
$(\text{Re}U)_{\max}$	1.23/1.06	1.35/1.10	1.40/1.15	1.42/1.28	1.23/1.13
$(\text{Im}U)_{m+}$	0.18/0	0.20/0	0.25/0	0.25/0	0.20/0
$(\text{Im}U)_{m-}$	-0.32/-0.68	-0.40/-0.76	-0.45/-0.75	-0.25/-0.85	-0.15/-0.45
ω_n	5.0/3.8	5.0/3.7	5.0/4.0	9.0/6.5	8.5/9.5
$\bar{\omega}_n, 1/\text{с}$	100/80	220/170	620/500	3 150/2 280	7 400/8 200

Примечание. $(\text{Im}U)_{m+}$ — максимум фазы при положительных значениях фазы (при $\omega < \omega_n$), а $(\text{Im}U)_{m-}$ — при отрицательных (при $\omega > \omega_n$).

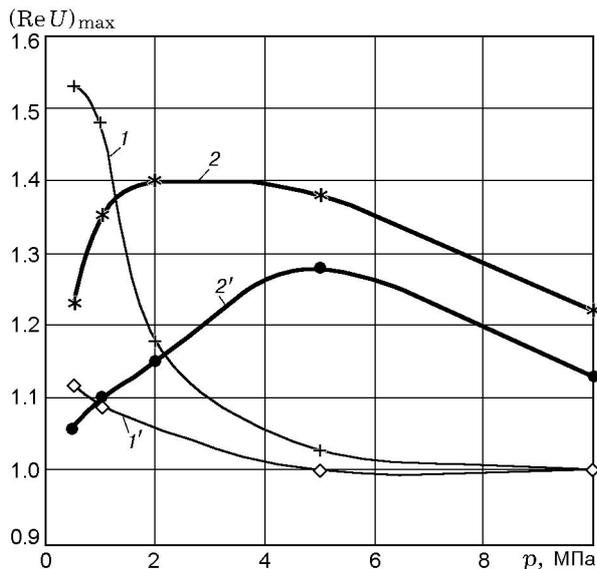


Рис. 3. Зависимости $(\text{Re}U)_{\max}$ от давления для октогена (1, 1') и гексогена (2, 2') с учетом (1', 2') и без учета (1, 2) плавления горячей поверхности ($T_0 = 20^\circ\text{C}$)

жение на 0.25). Учет плавления к-фазы кардинально изменяет функцию сдвига фаз: $\text{Im}U_L$ становится отрицательной во всем диапазоне $\omega = 0 \div 15$, т. е. при плавлении отклик скорости горения всюду опережает по фазе вынуждающие колебания давления.

Значения собственных частот ω_n и $\bar{\omega}_n$, как правило, снижаются при учете плавления к-фазы. Для октогена снижение особенно сильное при низких давлениях (0.5 ÷ 1 МПа): с 90 до 40 Гц и с 300 до 120 Гц. С ростом давления снижение уменьшается: с 540 до 480 Гц при 2 МПа, с 910 до 710 Гц при 5 МПа и с 6 950 до 6 250 Гц при 10 МПа. Для гексогена также наблюдается снижение собственных частот при $p = 0.5 \div 5$ МПа, но не такое значительное, как у октогена. При $p = 0.5 \div 1$ МПа изменение наблюдается со 100 до 80 Гц и с 220 до 720 Гц. С увеличением давления различие в собственных частотах уменьшается, а при $p = 10$ МПа имеет место даже некоторое увеличение ω_n и $\bar{\omega}_n$.

Таким образом, учет плавления к-фазы у октогена и гексогена всегда снижает амплитуды отклика скорости горения и, как правило, значения собственных частот, причем особенно заметно — при низких давлениях. При повы-

шенных давлениях ($p = 5 \div 10$ МПа) различие амплитуд отклика скорости горения с учетом плавления и без него у октогена практически исчезает, а у гексогена — сохраняется, однако становится небольшим (≈ 0.1). Учет плавления к-фазы делает функцию сдвига фаз отрицательной во всем исследованном диапазоне ω .

Влияние толщины расплавленного слоя

Неожиданным получился результат исследования влияния толщины расплавленного слоя на горячей поверхности циклических нитраминных функций отклика скорости горения. Поскольку учет плавления снижает значение функции отклика, как было показано выше, то можно было предполагать, что значения $\text{Re}U$ для октогена будут меньше, поскольку расплавленный слой у гексогена более толстый (см. табл. 1). Такое предположение представлялось естественным, так как скорости горения октогена и гексогена близки. Кроме того, эти вещества характеризуются одинаковой структурой газовой фазы (однозонная волна в газе), близкой температурой пламени и, что особенно важно, одинаковой макрокинетикой газификации к-фазы. Однако оказалось (см. рис. 3), что этот эффект наблюдается только при $p < 1 \div 1.3$ МПа. В этом диапазоне давлений, действительно, значения $(\text{Re}U)_{\max}$ для гексогена меньше, чем для октогена (даже если не учитывать плавление к-фазы). Но при более высоких давлениях значения $(\text{Re}U)_{\max}$ для гексогена всюду выше аналогичных значений для октогена. Таким образом, можно сделать вывод, что толщина расплавленного слоя к-фазы не является определяющим параметром для функции отклика скорости горения.

Теплопроводность расплавленного слоя

Интересным оказался результат определения значений $L = \lambda_s/\lambda_l$ по формулам (7). Для октогена $L = 1.73, 1.74, 1.75, 1.78$ и 1.86 при $p = 0.5, 1, 2, 5$ и 10 МПа соответственно. Для гексогена при тех же давлениях $L = 1.72, 1.73, 1.74, 1.82$ и 1.87 .

Снижение теплопроводности при плавлении нитрамина вызвано, возможно, значительным количеством мельчайших пузырьков в очень тонком расплавленном слое. Эти пузырьки присутствуют в нем как из-за некоторой пористости исходных образцов (плотности образ-

цов ниже плотности монокристаллов), так и из-за образования пузырьков в жидком слое при его термическом разложении в волне (см. [33]).

Ошибки расчета изученных функций отклика

При определении дифференциальных параметров октогена и гексогена (см. табл. 2, 3) использовался макрокинетический подход. Он заключался в том, что температуры горячей поверхности T_s и ее производные вычислялись по макрокинетическим законам газификации (1) с использованием средних значений скоростей горения, экспериментально найденных при разных p и T_0 . Такой подход позволяет снизить ошибки определения T_s и ее производных, поскольку для получения законов (1) использовано большое количество измерений температуры. Инструментальная ошибка в определении температуры составляет $1 \div 2$ %, а с учетом ошибок обработки — 5 %. Это предельное значение ошибки. Для нахождения производных скорости горения, т. е. для определения наклона прямых в полулогарифмических координатах для β и в логарифмических для ν , использовался метод наименьших квадратов. В результате стандартные ошибки наиболее существенных параметров (в рамках макрокинетического подхода) имеют следующие значения: $\delta m \approx \pm 5$ %, $\delta \beta \approx \pm 5$ %, $\delta k \approx \pm 5$ %, $\delta \nu \approx \pm 2$ %. Реальные ошибки получения функций отклика находились в этой работе, как и в [34], путем численных экспериментов, в которых определялись изменения $\text{Re}U$, при изменении исходных данных, прежде всего значений k . Для этого табличные значения k изменялись на ± 5 % и вычислялись относительные изменения максимальных значений $\delta(\text{Re}U)_{\max} = \Delta(\text{Re}U)_{\max}/(\text{Re}U)_{\max}$. Оказалось, что для октогена в интервале $p = 1 \div 10$ МПа относительная ошибка определения $(\text{Re}U)_{\max}$ без учета плавления на горячей поверхности составляет $7 \div 10$ %. Учет плавления слегка уменьшает ошибку — до $5 \div 8$ %. Для гексогена в том же интервале давлений $\delta(\text{Re}U)_{\max} = 3 \div 5$ % без учета плавления, а при учете плавления — $4 \div 6$ %. Столь высокая точность получения функций отклика исследованных нитраминных веществ может быть объяснена слабо выраженными экстремумами функций $\text{Re}[U(\omega)]$ для этих веществ.

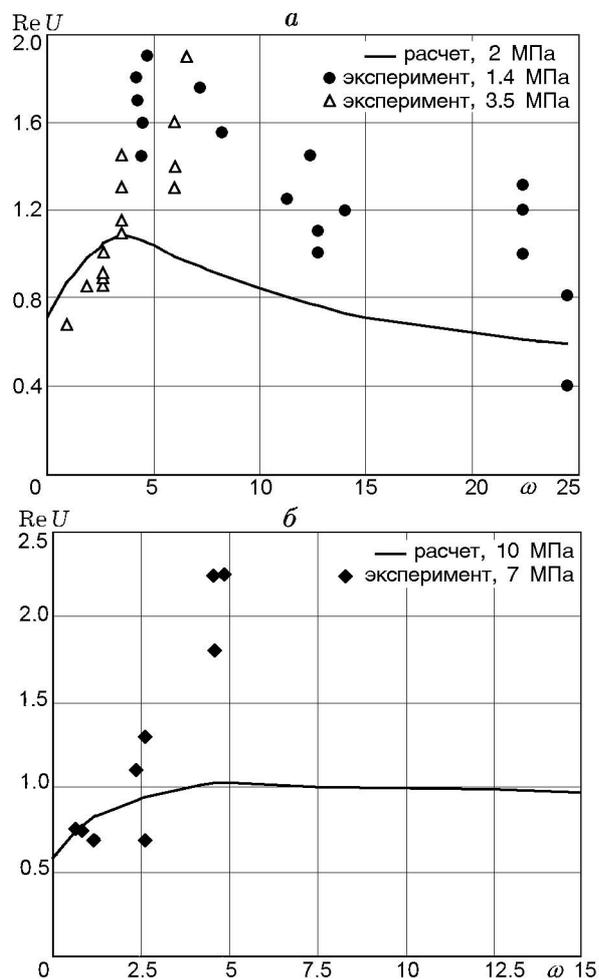


Рис. 4. Функция ReU октогена. Сравнение расчета (с учетом плавления) с экспериментами в Т-камере

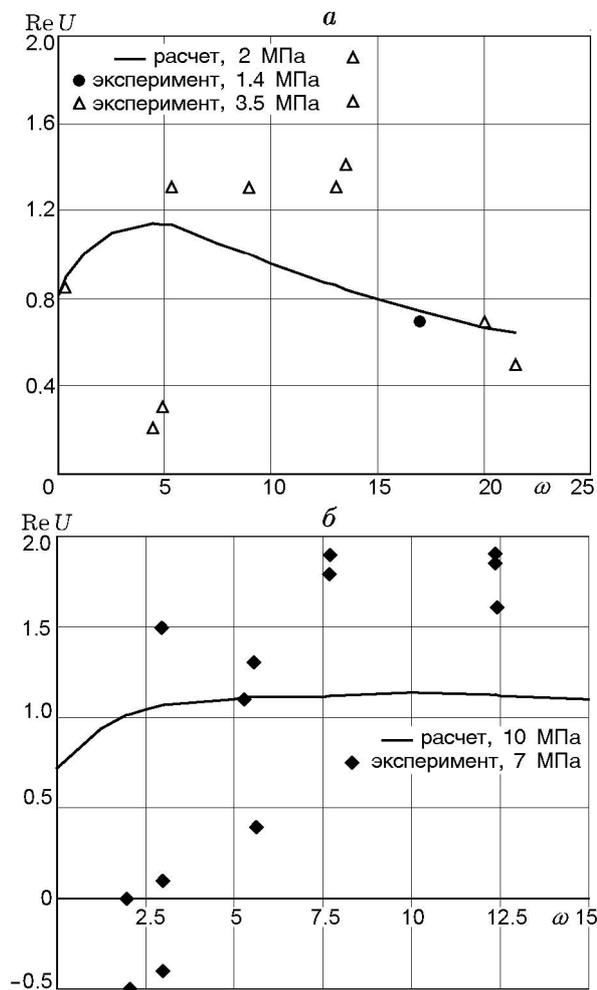


Рис. 5. Функция ReU гексогена. Сравнение расчета (с учетом плавления) с экспериментами в Т-камере

СОПОСТАВЛЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ В Т-КАМЕРЕ

Наиболее интересными для сопоставления с результатами настоящей работы являются экспериментальные данные по функциям отклика, полученные для октогена и гексогена в Т-камере [11, 13]. Приведенные в этих работах данные были пересчитаны на использованные нами значения ω и χ . В работах [11, 13] использованы безразмерные частоты $\Omega = 2\pi\omega$, при этом значения температуропроводности к-фазы существенно занижены. В нашей работе величина χ определялась экспериментально. С учетом более точных данных по температуропроводности значения Ω были увеличены: для октогена в 1.28, 1.85, 2.4 раза при $p = 1.4, 3.5$ и 7.5 МПа соответственно, для гек-

согена при тех же давлениях соответственно в 1.58, 2.56 и 3.7 раза. Результаты расчетов и экспериментальные данные [11, 13] приведены на рис. 4, 5. Обращает на себя внимание большой разброс экспериментальных точек, особенно для гексогена. Однако некоторые выводы все же можно сделать, хотя и очевидно, что влияние плавления к-фазы при вычислении функций отклика — слишком тонкий эффект, чтобы можно было количественно установить его влияние на основании имеющихся в настоящее время экспериментальных данных.

Для октогена при $p = 2$ МПа (рис. 4, а) наблюдается неплохое соответствие расчета с экспериментом при $\omega = 3 \div 4$. С увеличением ω расхождение данных эксперимента примерно в полтора раза превышает результаты

расчета, хотя при $\omega = 25$ расчет вновь попадает в область экспериментальных точек. При $p = 10$ МПа (рис. 4, б) и $\omega \lesssim 3$ экспериментальные и расчетные значения ReU также неплохо соответствуют друг другу, однако при $\omega \approx 5$ экспериментальные значения в $1.5 \div 2$ раза превышают расчетные.

Для гексогена при $p = 2$ МПа (рис. 5, а) разброс экспериментальных данных очень большой, однако имеются точки, расположенные рядом с расчетной кривой. При $p = 10$ МПа (рис. 5, б) разброс экспериментальных точек особенно велик. Так, при $\omega = 2 \div 3$ значения ReU изменяются от -0.5 до $+1.5$. Поэтому трудно сказать, как соотносятся здесь расчет и эксперимент. Несколько более плотное расположение точек при $\omega = 7.7$ и 12.4 показывает, что эксперимент дает примерно в полтора раза более высокие значения ReU , чем расчет.

С учетом всех высказанных оговорок можно сказать, что в целом имеется некоторое соответствие расчета с экспериментом, хотя в области средних значений ω экспериментальные точки примерно в полтора раза выше расчетных.

Итак, в настоящей работе приведены экспериментально найденные значения скоростей горения гексогена и октогена, полученные при вариации давления ($0.5 \div 10$ МПа) и начальной температуры (от -170 до 100 °С). Найденны дифференциальные параметры — частные производные от скорости горения и температуры поверхности по давлению и начальной температуре. Эти параметры использованы для получения линейных функций отклика скорости горения на пульсации давления. Функции получены в двух вариантах — без учета плавления к-фазы в волне горения и с учетом плавления. Показано, что учет плавления снижает амплитуды реальной части функций отклика. Сравнение значений этих амплитуд для октогена и гексогена, характеризующихся одинаковыми законами газификации к-фазы, показало, что толщина расплавленного слоя (значительно большая у гексогена) не оказывает существенного влияния на амплитуды реальной части функций отклика. Проведено сопоставление результатов расчета функций отклика с известными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Новожилов Б. В.** Теория нестационарного горения гомогенных порохов // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 4. С. 482–493.
2. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
3. **Culick F. E. C., Yang V.** Prediction of the stability of nonsteady motions in solid-propellant rocket motor // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid-Propellants / L. De Luca, E. W. Price, M. Summerfield (Eds). Washington: AIAA, 1992. P. 719–780. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143).
4. **De Luca L.** Theory of nonsteady burning and combustion stability of solid propellants by flame model // Ibid. P. 519–600.
5. **Novozhilov B. V., Kohno M., Maruizumi H., Shimara T.** Solid propellant burning rate response functions of higher orders // The Inst. of Space and Astronaut. Sci. Report N 661. Kanagawa, 1996.
6. **Mihlfeith C. M., Baer A. D., Ryan N. W.** The response of a burning propellant surface to thermal radiation // AIAA Journal. 1972. V. 10, N 10. P. 1280–1285.
7. **Finlinson J. C., Hanson-Parr D., Son S. F., Brewster M. Q.** Measurement of propellant combustion response to sinusoidal radiant heat flux // AIAA Paper N 91-0204. 1991.
8. **Zarko V. E., Simonenko V. N., Kiskin A. B.** Radiation driven transient burning // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid-Propellants / L. De Luca, E. W. Price, M. Summerfield (Eds). Washington: AIAA, 1992. P. 363–398. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143).
9. **Litzinger T. A., Tang C. J., Kudra G., Lee Y. J.** A study of the combustion response of HMX monopropellant to sinusoidal laser heating // 33rd JANNAF Combustion Meeting, CPIA Publ. 653. V. II. 1996. P. 159–168.
10. **Brewster M. Q., Schroeder T. B.** Laser-recoil combustion response of RDX // Combust. Sci. Technol. 1997. V. 122. P. 363–381.
11. **Finlinson J. C., Stalnaker R. A., Blomshield F. S.** HMX and RDX T-burner pressure coupled response from 200 to 1000 psi // AIAA Paper N 98-0556. 1998.
12. **Hickman S. R., Brewster M. Q.** Laser-recoil response of AP-HPTB propellants // AIAA Paper N 99-0592. 1999.
13. **Finlinson J. C., Blomshield F. S.** HMX T-burner pressure coupled response at 200, 500, and 1000 psi // Combustion of Energetic Materials / K. K. Kuo, L. T. De Luca (Eds). N.Y.: Begell House, Inc., 2002. P. 854–866.
14. **Cauty F.** Solid propellant response functions from direct measurement methods: A review of ONERA experience // Materials of Intern. Workshop on Combustion Instability of Solid Propellants and Rocket Motors. Milan, 1997.
15. **King M. K.** Composite propellant combustion modeling: pressure coupled response functions // AIAA Paper N 80-1124. 1980.

16. **Price E. W.** Experimental observations of combustion instability // *Fundamentals of Solid-Propellant Combustion* / К. К. Kuo, М. Summerfield (Eds). N.Y.: AIAA, 1984. P. 733–790. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 90).
17. **T'ien J. S.** Theoretical analysis of combustion instability // *Ibid.* P. 791–840.
18. **Erikson W. W., Beckstead M. W.** Modeling unsteady monopropellant combustion with full chemical kinetics // AIAA Paper N 98-0804. 1998.
19. **Beckstead M. W., Erikson W. W.** Combustion instability of solid monopropellant // 33rd JANNAF Combustion Meeting, CPIA Publ. 653. V. II, Laurel, MD, 1996. P. 145–157.
20. **Prasad K., Tanoff M. A., Smooke M. D., Yetter R. A.** Modelling of deflagration of HMX at high pressures // *Ibid.* P. 557–568.
21. **Финяков С. В.** Функции отклика скорости горения на пульсации давления с учетом плавления горячей поверхности // *Хим. физика*. 2003. Т. 22, № 9. С. 59–66.
22. **Зенин А. А., Финяков С. В.** Функции отклика скорости горения нитраминсодержащих порохов и октогена по данным микротермопарных измерений // *Физика горения и взрыва*. 2000. Т. 36, № 1. С. 12–22.
23. **Zenin A. A., Finjakov S. V.** Burning-rate response functions of composite-modified double-based propellants and HMX // *Solid Propellant Chemistry, Combustion, and Motor Interior Ballistics* / V. Yang, T. B. Brill, W.-Z. Ren (Eds). Reston, Virginia: AIAA, 2000. P. 639–662. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 185).
24. **Zenin A. A., Finjakov S. V.** Characteristic features of burning-rate response functions: a review // *Combustion of Energetic Materials* / К. К. Kuo, L. T. De Luca (Eds). N.Y.: Begell House, Inc., 2002. P. 837–853.
25. **Симоненко В. Н., Кискин А. Б., Зарко В. Е., Свит А. Г.** Особенности горения нитраминов при атмосферном давлении // *Физика горения и взрыва*. 1997. Т. 33, № 6. С. 68–71.
26. **Simonenko V. N., Zarko V. E., Kiskin A. B.** Characterization of self-sustaining combustion of cyclic nitramines // 29th Intern. Annu. Conf. of ICT «Energetic Materials», Karlsruhe, FRG, 1998. P. 169(1)–169(14).
27. **Gusachenko L. K., Zarko V. E., Rychkov A. D.** Effect of melting on dynamic combustion behavior of energetic materials // *J. Propulsion and Power*. 1999. V. 15, N 6. P. 816–822.
28. **Cozzi F., DeLuca L. T., Novozhilov B. V.** Linear stability and pressure-driven response function of solid propellants with phase transition // *Ibid.* P. 806–815.
29. **Зенин А. А., Пучков В. М., Финяков С. В.** Характеристики волн горения октогена при различных давлениях и начальных температурах // *Физика горения и взрыва*. 1998. Т. 34, № 2. С. 59–66.
30. **Зенин А. А.** Экспериментальное исследование механизма горения ТРТ и течения продуктов их сгорания: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1976.
31. **Финяков С. В.** Исследование механизма горения порохов при обдуве горячей поверхности: Дис. ... канд. физ. мат. наук. М., 1992.
32. **Zenin A. A., Finjakov S. V.** Characteristics of octogen and hexogen combustion: A comparison // 37th Intern. Annu. Conf. of ICT «Energetic Materials», Karlsruhe, FRG. 2006. P. 154(1)–154(18).
33. **Boggs T. L.** The thermal behavior of cyclotrimethylenetrinitramine (RDX) and cyclotetramethylenetetranitramine (HMX) // *Fundamentals of Solid-Propellant Combustion* / К. К. Kuo, М. Summerfield (Eds). N. Y.: Acad. Press, 1984. P. 121–175. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 90).
34. **Новожилов Б. В.** Об акустическом резонансе при горении порохов // *Физика горения и взрыва*. 2000. Т. 36, № 1. С. 5–11.

*Поступила в редакцию 12/IX 2005 г.,
в окончательном варианте — 25/IX 2006 г.*