

ФУНКЦИИ ОТКЛИКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ НИТРАМИНСОДЕРЖАЩИХ ПОРОХОВ И ОКТОГЕНА ПО ДАННЫМ МИКРОТЕРМОПАРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

А. А. Зенин, С. В. Финяков

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, 117977 Москва

Результаты экспериментальных измерений скоростей горения и температур горячей поверхности, полученные для нитраминсодержащих порохов и октогена при различных давлениях и начальных температурах, использованы для нахождения чувствительностей скорости горения и температуры поверхности по давлению и температуре и для определения критериев устойчивости горения. Показана справедливость одномерного и квазистационарного подходов. На основе полученных данных вычислены функции отклика скорости горения на акустические пульсации давления. Оценки ошибок вычислений показывают, что сглаживание экспериментальных зависимостей для скоростей горения и температур поверхности позволяет получить функции отклика с приемлемыми по величине ошибками. Учтено влияние расплавленного слоя на поверхности горящего октогена на критерии устойчивости и функции отклика октогена. Установлено, что введение октогена в состав баллиститных порохов с катализатором значительно уменьшает амплитуды функций отклика. Изучено влияние состава порохов на эти функции.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально наблюдаемая нестабильность горения порохов и теоретическое рассмотрение проблемы анализировались во многих работах (см., например, [1–6]). Первой ступенью этого рассмотрения является получение функций отклика скорости горения на слабые пульсации давления (в линейном приближении). Экспериментальное получение таких функций отклика осуществляется с помощью радиационных тепловых импульсов, возмущающих горение пороха; этот подход впервые был предложен в [7]. Систематический анализ полученных таким образом экспериментальных и теоретических результатов был представлен в работах [8, 9]. В [10] предложены теоретические оценки таких функций отклика и дан анализ нелинейных эффектов, основанный на «flame model» и результатах численных расчетов. В недавно вышедших статьях представлены экспериментальные результаты по получению функций отклика в Т-образной камере [11] и посредством лазерных импульсов [12]. В [13] сделана первая попытка приближенно оценить амплитуды функций отклика перхлората аммония, октогена, гексогена и пороха Н, опираясь на опубликованные зависимости скоростей горения и температур поверхности от давления и начальной температуры. Авторы рабо-

ты [14] оценили амплитуду функции отклика гексогена при $p = 1$ атм, используя собственную модель полной химической кинетики горения гексогена, теорию Зельдовича — Новожилова и численный расчет; результаты расчета по модели сравнивались с экспериментально полученными в [15] параметрами зон горения октогена.

Теория Зельдовича — Новожилова [6] может быть успешно использована для оценки функций отклика скорости горения порохов на акустические пульсации давления, если хорошо известны экспериментальные зависимости массовой скорости горения m и температуры поверхности T_s от давления и начальной температуры — $m(p, T_0)$ и $T_s(p, T_0)$. К сожалению, экспериментальные данные, как правило, получают со значительным разбросом (особенно это относится к температуре поверхности), вследствие чего нахождение производных от m и T_s по температуре и давлению сопряжено с большими ошибками. Особую остроту проблеме придает тот факт, что, по-видимому, некоторый разброс значений T_s и, отчасти, m не является следствием методических ошибок измерений, а это реально существующая особенность механизма горения порохов, даже баллиститных. Алгебраические вычисления с использованием производных от m и T_s для получения функций отклика приводят, как пока-

зывают оценки, к быстрому нарастанию ошибок. Поэтому существующую проблему можно сформулировать следующим образом: можно ли получить с приемлемой точностью (со стандартной ошибкой меньше 100 %) функции отклика, опираясь на реальные экспериментальные зависимости $m(p, T_0)$ и $T_s(p, T_0)$?

В настоящей работе представлен расчет функций отклика скорости горения для группы современных баллистических порохов и октогена на основе экспериментально полученных авторами зависимостей температур поверхности и скоростей горения от давления и начальной температуры. В работе показано, что несмотря на существующий разброс экспериментальных данных возможно получение функций отклика с использованием теории [6].

МИКРОТЕРМОПАРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В ВОЛНАХ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВ

Температура горячей поверхности является наиболее важным параметром волны горения, поскольку указывает точку перехода конденсированного вещества в газ и определяет тепловыделение в к-фазе и макрокинетические характеристики процессов на горячей поверхности. Температурные профили волн горения исследуемых веществ и температуру поверхности определяли термопарами, заделанными в порох. Термопары проходили волну горения, распространяющуюся по образцу, и регистрировали этот профиль. Использовались П-образные ленточные термопары марки ВР 5/20 толщиной $3,5 \div 7$ мкм. Образцы порохов сжигались в бомбе постоянного давления в среде азота при $p = 20$ и 100 атм и $T_0 = -80, +20$ и $+100$ °С. В каждом режиме получалось 10–15 профилей температуры. Скорости горения определяли по времени задержки между термопарными сигналами и по времени нарастания давления в бомбе при сжигании образца. Температуры горячей поверхности были найдены по месту излома на температурных профилях, записанных термопарами, и с помощью термопар, прижимаемых к горячей поверхности [16].

Известно, что в волнах горения порохов существуют большие температурные градиенты, вследствие чего из-за тепловой инерционности термопар могут возникнуть большие ошибки при проведении микротермопарных измерений. С помощью численного моделирования процесса прохождения термопарой волны горения

в [16–18] были определены условия, при которых ошибки таких измерений малы (< 5 %):

$$h < 0,2\chi/u, \quad (1)$$

где h — толщина термопарной ленты, см; χ — температуропроводность к-фазы, $\text{см}^2/\text{с}$; u — линейная скорость горения, см/с. Необходимо, чтобы термопара имела П-образную форму, поскольку это позволяет избежать влияния на измерения температур тех теплотерь от сгоя к концам термопар, которые возникают из-за огромной разницы в теплопроводности к-фазы и газовой фазы пороха и металлической термопары (различие достигает трех порядков). Модельные эксперименты и численное моделирование показывают, что находящийся в изотермических условиях отрезок горизонтальной части этой термопары (l_1) существенно снижает отвод тепла от термоспая. П-образная форма будет эффективной (занижение температуры термоспая ≤ 3 %), если горизонтальная часть термопары удовлетворяет соотношению

$$l_1 > 100h. \quad (2)$$

Поправки на тепловую инерцию термопар в газовой фазе волны горения могут быть учтены специальной процедурой [18]. Полученные условия малости ошибок термопарных измерений в волнах горения порохов ($< 3 \div 5$ %) были подтверждены методическими экспериментами с термопарами последовательно уменьшаемой толщины (метод «нулевого диаметра») [16–18].

Используемые в работе термопары удовлетворяли указанным условиям. Поэтому полученный разброс экспериментальных данных, превышающий $3 \div 5$ % и имеющий разные знаки, может быть приписан исключительно природе процесса горения порохов.

ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТЕЙ ГОРЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУР ПОВЕРХНОСТИ ОТ p И T_0

Для исследований были взяты октоген и четыре современных пороха с различными добавками — I, II, III и IV. Состав порохов приведен в табл. 1. Базовый порох I состоял из 55 % (по массе) нитроцеллюлозы, 20 % нитроглицерина, 20 % нитрозоамина (1,4,5,8-тетранитрозотетразамин) и 2 % никелевого катализатора. Композиции остальных порохов выбраны так, чтобы выявить влияние добавки октогена и катализатора, а также размера частиц октогена (размер частиц никелевого катализатора был мал).

Таблица 1

Состав порохов

Порох	Нитро- клетчатка, %	Нитро- глицерин, %	Нитрозо- амин, %	Октоген, %		Ni, %	Технологические добавки
				крупный (40 мкм)	мелкий (10 мкм)		
I	55	20	20	—	—	2	Остальное
II	50	20	15	10	—	2	—//—
III	50	20	17	10	—	—	—//—
IV	50	20	17	—	10	—	—//—

Таблица 2

Значения m и T_s для порохов I–IV

$T_0, ^\circ\text{C}$	$p = 20$ атм		$p = 100$ атм	
	$m, \text{г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$T_s, ^\circ\text{C}$	$m, \text{г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$T_s, ^\circ\text{C}$
	Порох I			
–80	0,64	350	1,2	410
+20	0,82	375	1,65	440
+100	1,35	420	2,16	475
	Порох II			
–80	0,64	350	1,12	400
+20	0,82	375	1,36	425
+100	1,12	400	1,8	450
	Порох III			
–80	0,64	350	1,02	390
+20	0,77	365	1,34	420
+100	1,3	420	2,14	474
	Порох IV			
–80	0,61	348	1,02	390
+20	0,74	365	1,38	420
+100	1,06	395	1,74	450

Полученные для этих порохов значения массовой скорости горения и температуры горячей поверхности приведены в табл. 2. Ранее (см. [15, 16, 19–21]) было показано, что указанные значения m и T_s для выбранных нитраминсодержащих баллистических порохов удовлетворяют обобщенной зависимости $m(T_s)$, установленной для различных баллистических порохов без нитраминов. Обработка всего массива экспериментальных данных была проведена с использованием уравнения, полученного Б. И. Хайкиным (см. [21, 22]):

$$m^2 = \frac{\lambda \rho}{Q^2} \frac{\mathcal{R} T_s^2}{E} Q^* k_{01} \exp\left(-\frac{E}{\mathcal{R} T_s}\right). \quad (3)$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности к-фазы, ρ — ее плотность (1,6 г/см³ для порохов и 1,7 г/см³ для октогена), \mathcal{R} — газовая постоянная, Q — тепловой эффект в к-фазе, Q^* — максимальное тепловыделение в к-фазе, k_{01} — константа скорости химической реакции в к-фазе. В результате было получено, что энергия активации процесса газификации к-фазы всех изученных баллистических порохов составляет $E = 21$ ккал/моль.

В табл. 3 представлены полученные значения m и T_s для октогена. Нетрудно убедиться, что зависимость $m(T_s)$ для октогена иная, чем для порохов (см. [23]).

Анализ точности получения m и T_s для выбранных порохов и октогена показывает, что стандартные ошибки (среднеквадратичные отклонения) этих параметров, как правило, не превышают $\pm 5\%$. Это значение получено обработкой данных методом наименьших квадратов.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЕЙ ПО ДАВЛЕНИЮ И ТЕМПЕРАТУРЕ ДЛЯ m И T_s

Значения скоростей горения и температур поверхности, указанные в табл. 2 и 3, были использованы для получения следующих параметров:

$\beta = (\partial \ln m / \partial T_0)_{p=\text{const}}$ — температурная чувствительность скорости горения;
 $r = (\partial T_s / \partial T_0)_{p=\text{const}}$ — температурная чувствительность температуры поверхности;
 $\nu = (\partial \ln m / \partial \ln p)_{T_0=\text{const}}$ — чувствительность скорости горения по давлению;
 $\mu = [1/(T_s - T_0)](\partial T_s / \partial \ln p)_{T_0=\text{const}}$ — чувствительность температуры поверхности по давлению.

Для уменьшения ошибок при дифференцировании необходимо сгладить экспериментальные зависимости $m(p, T_0)$ и $T_s(p, T_0)$. Упомянутая единая зависимость $T_s(m)$ облегчает этот процесс. Получение значений β , как правило, не сопряжено с большими ошибками, поскольку экспериментальные кривые $m(T_0)$ достаточно гладкие. Для определения r необходимо использовать уравнение (3). После его дифференцирования, имея в виду, что величины λ , ρ , \mathcal{R} , E , $Q^* k_{01}$ — постоянные, а T_s и Q — функции T_0 , получим следующую связь r и β :

$$r = \frac{\beta}{E/2\mathcal{R}T_s^2 - T_0/T_s \cdot (T_s - T_0)}. \quad (4)$$

Очевидное преимущество использования уравнения (4) заключается в том, что полученные с его помощью значения r имеют стандартное отклонение Δr , практически равное $\Delta \beta$, которое составляет $\pm 5\%$. Обычная графическая процедура сглаживания зависимостей $m(p)$ и $T_s(p)$ дает небольшие ошибки $\Delta \nu$ и $\Delta \mu$. Для изучаемых веществ $\Delta \nu = \Delta \mu = \pm(1 \div 3)\%$.

В табл. 4 приведены результаты определения указанных чувствительностей при $T_0 = 20$ °С. Вместо β приведен безразмерный параметр $k = \beta(T_s - T_0)$. Таблица содержит также значения параметров для октогена, полученные с учетом его плавления; при этом значения ν и r остаются неизменными, параметр k увеличивается до $k' = \beta(T_s - T_0 + q_m/c)$, а μ уменьшается до $\mu' = (T_s - T_0 + q_m/c)^{-1}(\partial T_s / \partial \ln p)$ (пояснения см. ниже). Здесь q_m — теплота плавления октогена, c — теплоемкость.

Таблица 3

Величины m и T_s для октогена

$T_0, \text{ }^\circ\text{C}$	$p = 20 \text{ атм}$		$p = 100 \text{ атм}$	
	$m, \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$T_s, \text{ }^\circ\text{C}$	$m, \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$T_s, \text{ }^\circ\text{C}$
-170	0,57	438	1,75 (75 атм)	508
+20	0,7	450	2,2	520
+100	0,86	470	2,5 (90 атм)	520

Таблица 4

Значения чувствительности скорости горения и температуры поверхности по давлению и температуре ($T_0 = 20^\circ\text{C}$)

Вещество	$p = 20$ атм				$p = 100$ атм			
	ν	μ	k	r	ν	μ	k	r
Порох I	0,44	0,02	1,47	0,39	0,44	0,095	1,37	0,37
Порох II	0,29	0,07	1,10	0,29	0,29	0,063	1,04	0,278
Порох III	0,33	0,086	0,83	0,22	0,33	0,075	1,68	0,38
Порох IV	0,39	0,10	1,07	0,33	0,39	0,088	1,16	0,31
Октоген	0,76	0,13 [0,107]	0,65 [0,79]	0,17	0,65	0,03 [0,025]	0,63 [0,748]	0,11

Примечание. В прямых скобках даны значения μ' и k' для октогена, полученные с учетом его плавления.

КРИТЕРИИ УСТОЙЧИВОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВ И ОКТОГЕНА

Горение изучаемых веществ в указанных условиях ($p = 20$ и 100 атм, $T_0 = -80(-170)$, $+20$ и $+100^\circ\text{C}$) квазистационарно, поскольку получаемые профили температуры, несмотря на разброс кривых $T(x)$, не содержат регулярных пульсаций, свойственных нестационарным режимам (см., например, пульсации профилей температуры в [16] при нестационарном горении пороха Н при $p = 1$ атм и $T_0 < +100^\circ\text{C}$). В настоящем параграфе показано, что в указанных условиях выполняются критерии устойчивости горения изучаемых веществ. Критерий Зельдовича [24] имеет вид $k < 1$ для устойчивого горения, где $k = \beta(T_s - T_0)$. Если $k > 1$, то используется критерий Новожилова [1, 2] вида $k^* < 1$ для устойчивого горения, где $k^* = (k - 1)^2 / (k + 1)r$. Значения k и k^* приведены в табл. 5, 6. Видно, что для октогена выполняется (в основном) даже критерий Зельдовича, а для порохов — критерий Новожилова.

Оценка точности получения критериев устойчивости. Для оценки ошибок (среднеквадратичных отклонений) получения k и k^* использовались формулы

$$\Delta k = \sqrt{\Delta\beta^2 + \Delta T_s^2}, \quad (5)$$

$$\Delta k^* = \Delta\beta \sqrt{2k^2(k+1)^2 + 1/(k^2 - 1)}. \quad (6)$$

Ошибка для критерия Зельдовича составила $\Delta k = 7\%$. Для критерия Новожилова абсолютные погрешности указаны в табл. 6 в скобках. Видно, что при $k > 1$ при вычислении крите-

рия k^* абсолютные ошибки могут быть в некоторых режимах большими, порядка самого значения k^* . Однако низкие значения этого критерия в этих режимах все же не нарушают условия $k^* < 1$, что и позволяет говорить о выполнении критериев устойчивости для изученных порохов.

Учет влияния расплавленного слоя. В работе [25] показано, что расплавленный слой на поверхности горящего конденсированного вещества может уменьшить устойчивость горения. Естественно проверить влияние расплавленного слоя на примере октогена, имеющего значительный жидкий слой, так как его температура плавления (290°C) значительно ниже T_s . Оценки по формуле (см. [25]) $k' = \beta(T_s - T_0 + q_m/c)$ показывают, что учет влияния расплавленного слоя увеличивает этот параметр для октогена на $\approx (10 \div 20)\%$, что недостаточно для потери устойчивости горения (см. значения критерия Новожилова для октогена с учетом его плавления в табл. 6). Ошибки расчета при учете плавления не увеличиваются. Отсутствие срыва устойчивости горения за счет расплавленного слоя физически понятно: влияние этого слоя сводится как бы к снижению начальной температуры вещества на величину теплоты плавления, деленную на теплоемкость (см. [25]), что соответствует $\approx 90^\circ\text{C}$. Экспериментальные же исследования, проведенные в настоящей работе, показали отсутствие потери устойчивости горения октогена в широком диапазоне вариации T_0 (от -170 до $+100^\circ\text{C}$). Что же касается изучаемых порохов, то эффект влияния расплавленного октогена для порохов, содержащих лишь 10% октогена (нитрозоамин не пла-

Таблица 5

Значения критерия Зельдовича $k = \beta(T_s - T_0)$

Вещество	$p = 20$ атм при $T_0, \text{ }^\circ\text{C}$			$p = 100$ атм при $T_0, \text{ }^\circ\text{C}$		
	-80	+20	+100	-80	+20	+100
Октоген	0,8 [1,0] ($T_0 = -170 \text{ }^\circ\text{C}$)	0,65 [0,79]	0,94 [1,13]	0,27 [0,31] ($T_0 = -170 \text{ }^\circ\text{C}$, $p = 75$ атм)	0,63 [0,748]	0,7 [0,86] ($p = 90$ атм)
Порох I	1,07	1,47	1,98	1,56	1,37	1,28
Порох II	1,07	1,10	1,17	0,93	1,04	1,23
Порох III	0,80	0,83	2,08	1,36	1,68	2,18
Порох IV	0,86	1,07	1,33	1,41	1,16	1,01

Примечание. В прямых скобках указаны значения k для октогена, полученные с учетом его плавления.

Таблица 6

Значения критерия Новожилова $k^* = (k - 1)^2 / (k + 1) r$ (когда $k > 1$)

Вещество	$p = 20$ атм при $T_0, \text{ }^\circ\text{C}$			$p = 100$ атм при $T_0, \text{ }^\circ\text{C}$		
	-80	+20	+100	-80	+20	+100
Октоген'	—	—	0,16 (0,04)	—	—	—
Порох I	0,01 (0,01)	0,23 (0,05)	0,45 (0,07)	0,38 (0,08)	0,16 (0,04)	0,08 (0,03)
Порох II	0,18 (0,2)	0,02 (0,02)	0,03 (0,01)	—	0,003 (0,001)	0,06 (0,02)
Порох III	—	—	0,5 (0,07)	0,16 (0,04)	0,46 (0,08)	0,6 (0,08)
Порох IV	—	—	0,1 (0,03)	0,26 (0,065)	0,04 (0,02)	0,001 (0,05)

Примечание. Для октогена' значения k^* даны с учетом его плавления. В скобках указаны абсолютные стандартные ошибки $\pm \Delta k^*$.

вится), должен быть много слабее. Поэтому в настоящей работе влияние плавления октогена в порохах не учитывалось.

ФУНКЦИИ ОТКЛИКА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ

Соответствие прогнозирования поведения горящего конденсированного вещества с помощью критериев устойчивости и реального процесса горения (в том и другом случае получается квазиустойчивое горение), по существу, может рассматриваться как доказательство обоснованности одномерного подхода при анализе этого процесса для рассматриваемых веществ. Это позволяет использовать экспериментальные данные, определенные микротермопарными методиками. Поэтому следующим шагом в описании процесса горения этих веществ может быть нахождение характеристик пульсационного горения по данным, полученным при

квазистационарном горении. Настоящий параграф работы посвящен нахождению функции отклика скорости горения исследованных выше веществ при слабых периодических пульсациях давления.

Эти функции наиболее полно вычисляются в рамках теории Зельдовича — Новожилова [2, 6] с помощью параметров ν , μ , k и r . При этих вычислениях используется выражение для комплексной функции отклика U , полученное методом комплексных амплитуд и дающее амплитуду отклика и его фазовый сдвиг. Выражение имеет вид [6]

$$U = \frac{\nu + (\nu r - \mu k)(z - 1)}{1 + r(z - 1) - k(z - 1)/z}. \quad (7)$$

Здесь $z = (1 + \sqrt{1 + 4i\omega})/2$; $U = v_1/\eta_1$, v_1 — амплитуда колебаний скорости горения, $\eta_1 = p_1/2p_0$ ($p = p_0 + p_1 \cos \omega t$), ω — безразмерная

частота пульсаций, равная циклической частоте $\bar{\omega}$, с^{-1} , умноженной на время релаксации теплового слоя в к-фазе χ/u^2 , где u — скорость горения. Значения ν , μ , k и r берутся для «базового» давления p_0 . Реальную и мнимую части функций отклика скорости горения ($\text{Re } U$ и $\text{Im } U$) удобно представить формулами, не содержащими комплексных чисел. Это, в частности, позволяет дать в наглядном виде ошибки вычисления функций отклика. Записав комплексное число $(1 + 4\omega i)^{1/2}$ в экспоненциальной форме, после преобразований получим, что

$$(1 + 4\omega i)^{1/2} = [(R + 1)/2]^{1/2} [(R - 1)/2]^{1/2} i,$$

где $R = 8R_1^2 - 1$, $R_1 = \{0,125[(1 + 16\omega)^{1/2} + 1]\}^{1/2}$. Отсюда имеем

$$z = R_1 + 1/2 + (R_1^2 - 1/4)^{1/2} i.$$

Представляя, в свою очередь, z также в экспоненциальной форме, в результате преобразований получим окончательную формулу:

$$U = (A + Bi)/(C - Di) =$$

$$= (AC - BD)/(C^2 + D^2) + (AD + BC)i/(C^2 + D^2).$$

Следовательно,

$$\text{Re } U = (AC - BD)/(C^2 + D^2), \quad (8)$$

$$\text{Im } U = (AD + BC)/(C^2 + D^2). \quad (9)$$

Здесь

$$A = \nu + \delta(R_1 - 1/2), \quad B = \delta(R_1^2 - 1/4)^{1/2},$$

$$C = 1 + r\left(R_1 - \frac{1}{2}\right) - k\left(1 - \frac{1}{2R_1}\right), \quad \delta = \nu r - \mu k,$$

$$D = (k/2R_1)[(2R_1 - 1/2)/(2R_1 + 1/2)]^{1/2} - r(R_1^2 - 1/4)^{1/2}.$$

Формула (7), как известно (см. [6]), получена в предположении, что характеристическое время релаксации теплового слоя к-фазы наибольшее среди других времен релаксации в волне горения. Оценки для волн горения изучаемых веществ показывают, что времена релаксации газовой фазы и реакционного слоя к-фазы действительно, по меньшей мере в 10–20 раз, меньше времени релаксации к-фазы.

Оценка точности получения функций отклика. При вычислении функций отклика принципиальным является вопрос о точности вычислений. Необходимость находить производные

экспериментальных зависимостей и использовать сложные алгебраические комбинации этих производных приводит к сильному увеличению стандартных ошибок. Ниже показано, что при сравнительно малых погрешностях исходных величин ν , μ , k и r можно вычислить функции отклика с приемлемыми ошибками. Точность этих вычислений можно оценить по следующим формулам для относительных стандартных отклонений $\text{Re } U$:

$$\begin{aligned} \Delta \text{Re } U = & [(\Delta A \cdot A)^2 C^2 + (\Delta B \cdot B)^2 D^2 + \\ & + (\Delta C \cdot C)^2 (A + 2C \text{Re } U)^2 + \\ & + (\Delta D \cdot D)^2 (B + 2D \text{Re } U)^2]^{1/2} / (AC - BD). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$\Delta A \cdot A = [(\Delta \nu \cdot \nu)^2 + (R_1 - 1/2)^2 (\Delta \delta \cdot \delta)^2]^{1/2},$$

$$\Delta \delta \cdot \delta = [(\nu r)^2 (\Delta \nu^2 + \Delta r^2) + (k\mu)^2 (\Delta \mu^2 + \Delta k^2)]^{1/2};$$

$$\Delta B = \Delta \eta;$$

$$\Delta C \cdot C = \left[\left(R_1 - \frac{1}{2} \right)^2 (\Delta r \cdot r)^2 + \right.$$

$$\left. + \left(1 + \frac{1}{2R_1} \right)^2 (\Delta k \cdot k)^2 \right]^{1/2},$$

$$\Delta D \cdot D = \left\{ \frac{1}{2R_1} \left[\frac{2R_1 - 1/2}{2R_1 + 1/2} \right]^{1/2} (\Delta k \cdot k)^2 + \right.$$

$$\left. + (\Delta r \cdot r)^2 (R_1^2 - 1/4)^{1/2} \right\}^{1/2}.$$

Оценки по уравнению (10) дают, как правило, $\Delta \text{Re } U = 20 \div 50 \%$ для порохов и $15 \div 30 \%$ для октогена. Аналогичные оценки для $\text{Im } U$ показывают, что относительные стандартные отклонения для максимальных величин $\text{Im } U$ примерно такие же. Полученные ошибки вычислений функций отклика сравнительно невелики, что и позволяет проводить анализ физики пульсационного горения порохов. Однако следует иметь в виду, что увеличение стандартных отклонений исходных параметров в 2–3 раза может дать $\Delta \text{Re } U > 100 \%$, что неприемлемо.

Учет влияния расплавленного слоя на функции отклика скорости горения октогена. В работе [26] предложены формулы, позволяющие учесть влияние расплавленного слоя на горячей поверхности конденсированного вещества

на функции отклика скорости горения. Прежде чем анализировать результаты вычислений функций отклика, оценим влияние расплавленного слоя на поверхности октогена. Согласно [26] функция отклика скорости горения для веществ с расплавленным слоем на горячей поверхности $U_l = v_1/\eta_1$, полученная методом комплексных амплитуд, описывается формулой

$$U_l = \frac{\nu + \delta(z_1 - 1)}{1 + r(z_1 - 1) - i[k(LB - z_1)]/\omega}. \quad (11)$$

Здесь $z_1 = LB[1/2 + (z/2)(A^z + 1)/(A^z - 1)]$; $z = (1 + i4\omega/L)^{1/2}$; $L = \lambda_{sol}/\lambda_l$ (λ_{sol} — теплопроводность твердого октогена, λ_l — теплопроводность жидкого октогена); $B = 1 + q$; $A = (1 + q)/(\theta_m + q)$; $\theta_m = (T_m - T_0)/(T_{s0} - T_0)$; $\nu = \partial \ln m_0/\partial \ln p$; $\delta_0 = \nu r - \mu_0 k_0 = \nu r - \mu k = \delta$; $\mu_0 = [1/(T_{s0} - T_0)](\partial T_s/\partial \ln p)$; $k_0 = \beta(T_s - T_0)$; $\beta = \partial \ln m/\partial T_0$; $k = (1 + q)k_0$; $\mu = \mu_0[1/(1 + q)]$; $q = q_m/c(T_{s0} - T_0)$; индекс 0 относится к параметрам без плавления (лишь T_0 — начальная температура образца).

Для веществ с расплавленным слоем на горячей поверхности $\text{Re } U_l$ и $\text{Im } U_l$ можно найти также с помощью представления комплексных чисел в экспоненциальной форме. Окончательно получим, что $\text{Re } U_l$ и $\text{Im } U_l$, находятся по формулам того же вида, что и формулы (8) и (9):

$$\text{Re } U_l = (A_1 C_1 - B_1 D_1)/(C_1^2 + D_1^2), \quad (12)$$

$$\text{Im } U_l = (A_1 D_1 + B_1 C_1)/(C_1^2 + D_1^2). \quad (13)$$

Здесь

$$A_1 = \nu + \delta_0[L(1 + q)(R_{1l} + 1/2) - 1],$$

$$B_1 = L\delta_0(1 + q)(R_{1l}^2 - b_l^2/4)^{1/2},$$

$$C_1 = 1 + r[L(1 + q)(R_{1l} + 1/2) - 1] - k[1 - (1 + q)b_l^2/2R_{1l}],$$

$$D_1 = k(1 + q)b_l^2(R_{1l} + 1/2)/2R_{1l}(R_{1l}^2 - b_l^2/4)^{1/2},$$

$$R_{1l} = b_l\{1/8[1 + (1 + 16\omega^2)^{1/2}]\}^{1/2},$$

$$b_l = [1 + 2(\theta_m + q)/(1 + q)].$$

При $q_m = 0$ формулы (12), (13) трансформируются в формулы (8), (9). Ниже в расчетах принято, что $q_m = 28$ кал/г, $c = 0,3$ кал/(г·К), $L = 1$. Значения параметров k' и μ' октогена с учетом плавления указаны в табл. 4. Параметры ν и r для октогена (см. табл. 4) оставались неизменными. Учет плавления незначительно увеличивает ошибки расчета.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОЦЕНОК ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В этом параграфе представлены и обсуждаются результаты вычислений функций отклика скорости горения на акустические пульсации, полученные по экспериментальным данным стабильного горения.

Октоген. На рис. 1 показаны функции отклика скорости горения для октогена без учета и с учетом плавления при $p = 20$ и 100 атм, $T_0 = 20$ °С. Видно, что учет плавления существенно уменьшает амплитуды $\text{Re } U$ при $p = 20$ атм — в 2,5–3 раза. При $p = 100$ атм влияние плавления слабее: $\text{Re } U$ уменьшается в 1,5–2 раза. $\text{Im } U$ в основном снижается при $p = 20$ атм и несколько растет при $p = 100$ атм, когда учитывается плавление. Учет плавления октогена увеличивает частоту ω_n , соответствующую $(\text{Re } U)_{\max}$. Результаты анализа

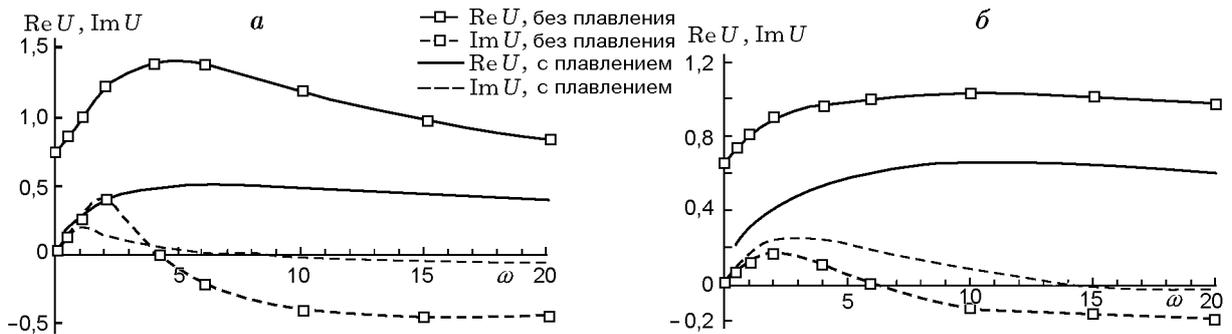


Рис. 1. Функции отклика октогена без учета и с учетом плавления:
 а — $p = 20$ атм, $T_0 = 20$ °С; б — $p = 100$ атм, $T_0 = 20$ °С

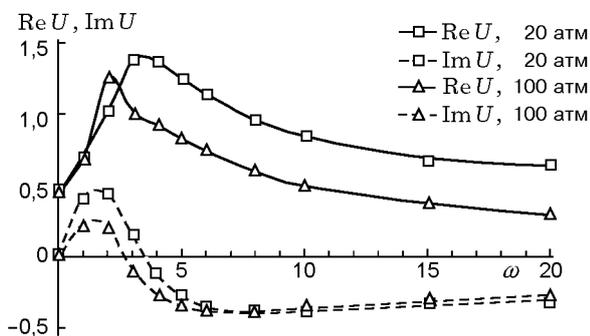


Рис. 2. Функции отклика пороха I ($T_0 = 20^\circ\text{C}$)

легко объяснимы физически. Действительно, жидкий слой на горячей поверхности является демпфером пульсаций давления, снижающим влияние пульсаций, что приводит к уменьшению амплитуд функций отклика. При $p = 20$ атм жидкий слой на поверхности толще, чем при $p = 100$ атм, и поэтому его демпфирующее влияние сильнее. Резонансная частота, соответствующая $(\text{Re } U)_{\max}$, может быть грубо оценена по приближенной формуле $\omega_n \approx \sqrt{k}/r$. Из формулы следует, что при плавлении октогена ω_n должна слегка возрасти из-за увеличения k , что и наблюдается на рис. 1. Амплитуды $\text{Re } U$ и $\text{Im } U$ октогена с плавлением растут с увеличением давления. Естественно, что функция $\text{Im } U$, представляющая фазу функции отклика, изменяет знак вблизи перехода через частоту ω_n . Из рис. 1 видно, что $\text{Im } U$ довольно быстро изменяется при $\omega = \omega_n$.

Расчеты показывают некоторое расхождение полученных при учете плавления значений ω_n для $(\text{Re } U)_{\max}$ (ω_{n1}) и для $\text{Im } U = 0$ (ω_{n2}). Так, при $p = 20$ атм $\omega_{n1} = 6,5$, а $\omega_{n2} = 7,5$. При $p = 100$ атм $\omega_{n1} = 11,5$, а

$\omega_{n2} = 12$. Максимум функции $\text{Re } U$ выражен не очень отчетливо, и равен соответственно 0,52 и 0,67. Расплывчатость этого максимума означает, что при учете плавления горящий октоген как колебательная система обладает невысокой добротностью [27] или, в другой терминологии, качеством [6]. В ракетной технике, очевидно, невысокая добротность (или высокий декремент затухания) является положительной характеристикой.

Поведение функций $\text{Re } U$ при малых значениях ω не может быть описано уравнениями (12), (13) из-за ошибок линеаризации при ω , близких к нулю.

Пороха. Полученные функции отклика для порохов I–IV представлены на рис. 2–4. Как уже указывалось, плавление октогена в κ -фазе здесь не оказывает существенного влияния из-за малости его добавки в порох, а нитрозоамин не плавится. Поэтому расчеты функций отклика порохов проводились по формулам (8), (9). На рис. 2 показано, как изменяется функция отклика пороха I при изменении давления. Видно, что с ростом давления амплитуды $\text{Re } U$ и $\text{Im } U$ этого пороха несколько уменьшаются. На рис. 3 показано, как изменяются функции отклика с частотой для порохов I и II при $p = 20$ и 100 атм. Видно, что введение крупного октогена в порох с никелевым катализатором резко снижает значения $\text{Re } U$ и $\text{Im } U$. Для сравнения на рис. 3 приведены $\text{Re } U$ и $\text{Im } U$ чистого октогена. Видно, что при $p = 20$ атм октоген как бы передает пороху свою функцию отклика, хотя значения ω_n для октогена и пороха сильно различаются. При $p = 100$ атм различие функций отклика для порохов и октогена уже существеннее, причем, начиная с $\omega > 2,5$ для пороха II и с $\omega > 6$ для пороха I,

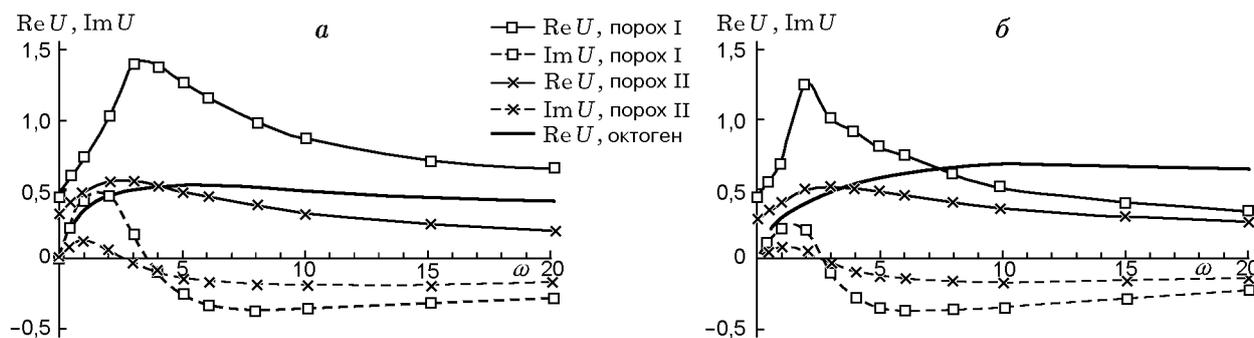


Рис. 3. Функции отклика порохов I и II и октогена. Демонстрация влияния добавки октогена:
а — $p = 20$ атм, $T_0 = 20^\circ\text{C}$; б — $p = 100$ атм, $T_0 = 20^\circ\text{C}$

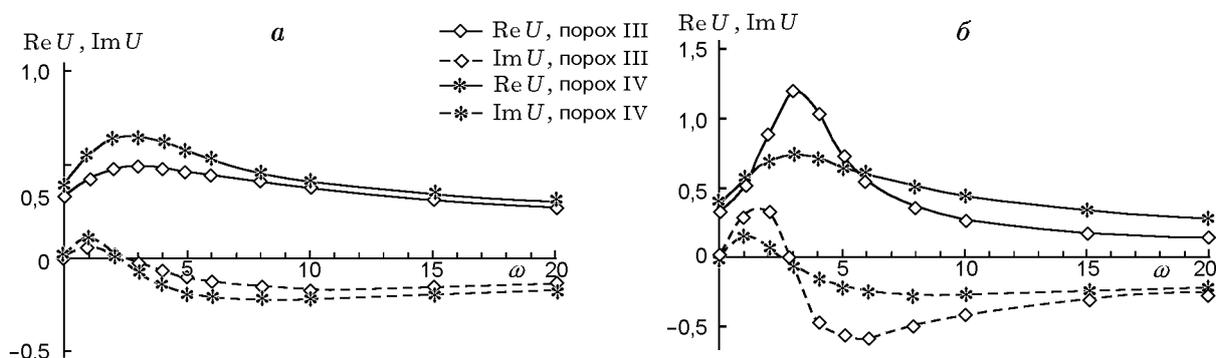


Рис. 4. Функции отклика порохов III и IV:
 а — $p = 20$ атм, $T_0 = 20$ °C; б — $p = 100$ атм, $T_0 = 20$ °C

значение $Re U$ становится меньше у порохов. Возможно, при повышенном давлении начинает влиять второй нитрамин (нитрозоамин), который и снижает $Re U$ порохов. На рис. 4 представлены функции $Re U$ и $Im U$ для порохов III и IV. Видно, что при $p = 20$ атм октоген так же как бы передает свою функцию отклика порохам III и IV, а при $p = 100$ атм эти пороха имеют при $\omega > 5$ меньшие, чем у октогена, амплитуды $Re U$ (возможно, по той же причине). Рост давления по-разному действует на функцию отклика порохов. Она уменьшается у пороха I, слабо изменяется у пороха II, а у порохов III и IV растет с увеличением давления. Рис. 2–4 показывают, что горящие пороха представляют собой, как правило, колебательные системы высокого качества (добротности), у которых любые небольшие возмущения горения вблизи резонанса сильно влияют на функцию отклика. Введение октогена увеличивает декремент затухания пороха, что, очевидно, полезно.

Из сравнения функций отклика порохов II и III видно, что исключение никелевого катализатора из октогенсодержащего пороха дает высокую амплитуду $Re U$ и $Im U$. Сравнение функций отклика порохов III и IV показывает, что размельчение октогена (в нашем случае — с 40 до 10 мкм) позволяет даже без катализатора получить снижение $Re U$ и $Im U$, причем особенно эффективно влияние размельчения при повышенном давлении.

Как следует из рис. 2–4, безразмерные резонансные частоты ω_n порохов слабо зависят от состава порохов и давления (в изученном интервале давлений) и составляют $3,1 \div 3,7$ для порохов I, II, IV и $3,4 \div 4,1$ для пороха III. Раз-

мерная частота пульсаций равна $\bar{\omega}_n = \omega_n u^2 / \chi$, поэтому с ростом давления величина $\bar{\omega}_n$ растет как квадрат скорости горения u . Оценки показывают, что для изученных порохов $\bar{\omega}_n \approx 300 \div 500$ Гц при $p = 20$ атм и $\bar{\omega}_n \approx 1,2 \div 1,5$ кГц при $p = 100$ атм. У октогена, с учетом плавления, $\omega_n = 6$ при $p = 20$ атм и $\omega_n \approx 10$ при $p = 100$ атм. Соответственно, $\bar{\omega}_n \approx 500$ Гц при $p = 20$ атм и $\bar{\omega}_n \approx 10$ кГц при $p = 100$ атм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные зависимости скоростей горения и температур горящих поверхностей от давления и начальной температуры для стабильно горящих порохов, будучи сглажены, позволяют рассчитать критерии устойчивости и функций отклика скорости горения на акустические пульсации. Показана справедливость одномерного и квазистационарного подходов к анализу физики горения рассматриваемых веществ. Проведен учет влияния расплавленного слоя на поверхности горящего октогена на критерии устойчивости и функции отклика октогена. Показано, что учет плавления необходим при вычислении функций отклика октогена, поскольку плавление сильно уменьшает амплитуды действительной и мнимой частей функций отклика, особенно при пониженных давлениях. Анализ функций отклика для нитраминсодержащих баллиститных порохов с никелевым катализатором показывает, что введение октогена в качестве добавки в порох снижает амплитуды функций отклика, исключение никелевого катализатора из октогенсодержащего пороха дает высокую амплитуду, а размельчение октогена позволяет даже без катализатора снизить амплитуду

функций отклика. Обнаружено, что при пониженном давлении октоген, введенный в порох, как бы передает пороху свою функцию отклика. В будущем предполагается расширить круг веществ, изучаемых описанным методом.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 97-03-32076).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Новожилов Б. В.** Теория нестационарного горения гомогенных порохов // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 4. С. 482–490.
2. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
3. **Price E. W.** Experimental observations of combustion instability // Fundamentals of Solid-Propellant Combustion / K. K. Kuo and M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 90. N. Y.: AIAA, 1984. P. 733–790.
4. **T'ien J. S.** Theoretical analysis of combustion instability // Ibid. P. 791–840.
5. **Culick F. E. C. and 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, and M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143. Washington: AIAA, 1992. P. 719–780.
6. **Novozhilov B. V., Kohno M., Maruzumi H., and Shimara T.** Solid propellant burning rate response functions of higher orders // The Inst. of Space and Astronaut. Sci. Report N 661. Kanagava, 1996.
7. **Mihlfeith C. M., Baer A. D., and Ryan N. W.** The response of a burning propellant surface to thermal radiation // AIAA Journal. 1972. V. 10, N 10. P. 1280–1285.
8. **Zarko V. E., Simonenko V. N., and Kiskin A. B.** Radiation driven transient burning // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants / L. De Luca, E. W. Price, and M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143. Washington: AIAA, 1992. P. 363–398.
9. **Finlinson J. C., Hanson-Parr D., Son S. F., and Brewster M. Q.** Measurement of propellant combustion response to sinusoidal radiant heat flux // AIAA Paper N 91-0204. 1991.
10. **De Luca L.** Theory of nonsteady burning and combustion stability of solid propellants by flame model // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants / L. De Luca, E. W. Price, and M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143. Washington: AIAA, 1992. P. 519–600.
11. **Finlinson J. C., Stalnaker R. A., Blomshield F. S.** HMX and RDX-burner pressure coupled response from 200 to 1000 psi // AIAA Paper N 98-0556. 1998.
12. **Hickman S. R. and Brewster M. Q.** Oscillatory combustion of fine-AP/HTPB propellants // AIAA Paper N 98-0557. 1998.
13. **Beckstead M. W. and Erikson W. W.** Solid monopropellant oscillatory combustion instability // Materials of the 2nd Intern. Conf. on Combustion. St. Petersburg, Russia, 1996.
14. **Erikson W. W. and Beckstead M. W.** Modeling unsteady monopropellant combustion with full chemical kinetics // AIAA Paper N 98-0804. 1998.
15. **Zenin A. A.** HMX and RDX: combustion mechanism and influence on modern double-base propellant combustion // J. Propulsion and Power. 1996. V. 11, N 4. P. 145–157.
16. **Зенин А. А.** Экспериментальное исследование механизма горения порохов и движения продуктов их сгорания: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1976.
17. **Зенин А. А.** О теплообмене термопар в условиях горения конденсированных веществ // Журн. прикл. математики и техн. физики. 1963. № 5. С. 125–131.
18. **Зенин А. А.** Об ошибках термопар, проходящих через пламя // Инж.-физ. журн. 1962. Т. 6, № 5. С. 67–74.
19. **Зенин А. А., Финяков С. В., Пучков В. М. и др.** Влияние октогена на механизм горения баллистических порохов // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 3. С. 42–52.
20. **Зенин А. А.** Процессы в зонах горения баллистических порохов // Физические процессы при горении и взрыве. М.: Атомиздат, 1980. С. 68–105.
21. **Zenin A. A.** Thermophysics of stable combustion waves of solid propellants // Nonsteady Burning and Combustion Stability of Solid Propellants / L. De Luca, E. W. Price, and M. Summerfield (Eds). Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 143. Washington: AIAA, 1992. P. 197–231.
22. **Хайкин Б. И.** Исследования по теории горения гетерогенных систем: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Черногоровка, 1972.
23. **Zenin A. A., Puchkov V. M., Finjakov S. V., and Kusnezov G. P.** Burning wave parameters and nitramine combustion mechanism // 26th Intern. Symp. on Combustion: Proc. of Accepted Papers. Napoli, 1996. P. 752–758.
24. **Зельдович Я. Б.** К теории горения порохов и взрывчатых веществ // Журн. эксперим. и теор. физики. 1942. Т. 12, вып. 11–12. С. 498–524.
25. **Гусаченко Л. К.** Влияние плавления на устойчивость горения квазигомогенных составов. Метод Зельдовича — Новожилова // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 4. С. 26–29.
26. **Финяков С. В.** Влияние расплавленного слоя на поверхности горящего конденсированного вещества на функцию отклика скорости горения // Хим. физика. 1999. В печати.
27. **Горелик Г. С.** Колебания и волны. М.: Физматгиз, 1959. С. 69, 208, 519.

Поступила в редакцию 11/V 1999 г.