

теплофизическими коэффициентами, взятыми при максимальной температуре газа, получено, что для согласования времен зажигания эффективное (постоянное) значение коэффициента теплопроводности требуется уменьшить, а для согласования уровня скорости горения — увеличить по отношению к названному выше.

Таким образом, в данной работе на простейшем примере зажигания однокомпонентного топлива выявлены закономерности перехода к самоподдерживающемуся горению при вариации амплитуды и времени действия теплового потока. Показано, что полуостров устойчивого зажигания имеет различную конфигурацию в зависимости от принятого критерия зажигания. При выбранных теплокинетических параметрах найдено значение критического теплового потока, при превышении которого не удастся устойчиво зажечь топливо прямоугольным импульсом тепла. Это значение равно 37 % величины теплового потока на поверхности при самоподдерживающемся горении топлива.

Планируется продолжить исследования на примерах зажигания двухкомпонентных топлив. Пробные расчеты показывают, что динамика и устойчивость переходных процессов зависят от кинетики и величины теплового эффекта при реагировании компонентов в газовой и ж-фазах. Необходимо также включить в рассмотрение более детальные эффекты теплового расширения газов и поглощения теплового потока (излучения) в глубине ж-фазы. В более далекой перспективе — учет эффектов термоупругости и неоднородностей распределения компонентов в топливе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kumar M., Wills J. E., Kulkarni A. K. et al. A comprehensive model for AP-based composite propellant ignition // AIAA J.— 1984.— 22, N 4.— P. 526—534.
2. Баклан С. И., Дик И. Г., Вилюнов В. Н. К вопросу о критерии устойчивости зажигания конденсированного вещества // ФГВ.— 1989.— 25, № 1.— С. 12—16.
3. Селиховкин А. М., Дик И. Г. Модель зажигания и перехода к горению конденсированного газифицирующегося вещества // Математическое моделирование.— 1991.— 3, № 4.— С. 3—11.
4. Dik I. G., Selikhovkin A. M. Heterogeneous system ignition under impulse of heat flow // 4th Int. Seminar on Flame Structure: Book of Abstracts.— Novosibirsk, 1992.
5. Narayana M., Saito T., Iwama A. Ignition of composite solid propellants at subatmospheric pressures // Combust. Flame.— 1983.— 52.— P. 81—89.
6. Зарко В. Е., Кискин А. Б. Численное моделирование нестационарного горения пороха при действии светового потока // ФГВ.— 1980.— 16, № 5.— С. 54—59.

гг. Томск, Новосибирск

УДК 536.46

А. А. Зенин, С. В. Финяков

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ПОРОХА ПОТОКОМ ГОРЯЧЕГО ГАЗА

Процесс быстрого воспламенения двухосновных порохов (время воспламенения 0,6—40 мс) исследован в модельной ракетной камере тонкими термометрами, помещенными на воспламеняемую поверхность и в воспламеняющий газовый поток в условиях быстро изменяющихся внешних условий. Основные параметры процесса: температура пороховой поверхности, коэффициент теплоотдачи газ — порох, поток тепла из газа в порох, запас тепла и тепловыделение в порохе получены как функции времени. Найдены три режима зажигания: быстрого, нормального и задержанного. Кратко обсуждается характер перехода к стационарному горению для полученных режимов. Указаны направления будущих исследований.

В литературе имеется большое количество работ, посвященных экспериментальному и численному исследованию процесса зажигания (см., например, [1—5]). В экспериментах обычно определяется задержка воспламенения  $\tau_*$  (время зажигания) как функция плотности теплового

© А. А. Зенин, С. В. Финяков, 1993.

потока. Эти данные затем используются для восстановления тепловой предыстории зажигания. Метод регистрации температуры воспламеняемой поверхности используется редко и применяется лишь в случае очень медленных процессов.

В работе [6] предложена методика исследования процесса зажигания газовым потоком с малыми значениями  $\tau_*$ , близкими к практически используемым; регистрировались температура поверхности и внешние условия зажигания. Метод особенно удобен в работе при коротких временах зажигания, когда внешний источник нагрева не задан и является сложной функцией времени.

Настоящая работа продолжает исследования [6]. Рассматривается быстрое зажигание дуословных порохов потоком горячего газа (продуктов сгорания) при  $\tau_* = 0,6 \div 40$  мс, скорости газа  $W = 150 \div 400$  м/с,  $T = 1000 \div 1500$  °С и давлениях  $p = 20 \div 100$  атм. Тепловыделение в порохе на завершающей стадии нагрева учитывается с помощью макрокинетики горения, а не терморазложения (последняя использовалась почти во всех предыдущих работах). Коэффициент теплообмена газ — порох находится экспериментально.

Цель работы — получение полной тепловой картины прогрева перед воспламенением и определение основных параметров, характеризующих воспламенение при различных внешних параметрах процесса и для разных баллистических порохов.

Эксперименты проводились в модельной ракетной камере (см. рисунок). В первой ее части с помощью вспомогательной пороховой шашки 3 создавался горячий газ, а во второй помещался образец 5, торцевая поверхность которого обдувалась газом. На торцевую поверхность наклеивалась ацетоном заподлицо ленточная термопара ВР 5/20 толщиной 2 мкм. Образец после клейки тщательно высушивался, поверхность термосная очищалась.

Над исследуемым образцом на оси канала помещались две термопары 6, позволяющие определить температуру и скорость газа (см. ниже), а на противоположной от образца стороне располагался датчик давления 8. Для измерения перепада давления по каналу имелся еще один датчик давления 1 — в головной части камеры. Все сигналы (поверхностной термопары, термопар в газе и двух датчиков давления) записывались одновременно на многоканальный шлейфный осциллограф. Две разрывные медные мембраны 4, 7 между камерами и в сопле обеспечивали четкое начало процесса и требуемые режимы работы (вторая мембрана в части экспериментов не использовалась).

Газогенераторный объем ракетной камеры составлял 140 см<sup>3</sup>. В нем располагались навеска черного пороха 2 (2—3 г) и газогенераторная шашка 3 из пороха Н, представлявшая собой короткую пороховую трубку с бронированными торцами внешним 36 и внутренним 20 мм диаметрами и длиной 60—100 мм. Вторая часть камеры — это металлический канал диаметром 5 и длиной 32 мм. Вкладыши с шашкой и датчиками располагались в конце канала. Для мембран использовалась медная фольга толщиной 35—115 мкм. Ракетная камера рассчитана на максимальное давление 300 атм.

Экспериментально получаемые записи во времени температуры поверхности  $T_s(\tau)$ , скорости  $W(\tau)$  и температуры  $T_r(\tau)$  газа позволяют найти все параметры, характеризующие тепловую обстановку процесса зажигания, а именно: действительные коэффициенты теплоотдачи газ — порох  $\alpha_s(\tau)$ , запас тепла в к-фазе пороха  $Q_\tau$ , тепловые потоки  $q_\tau$  от внешнего источника (горячего газа) в глубь пороха и при разумных до-

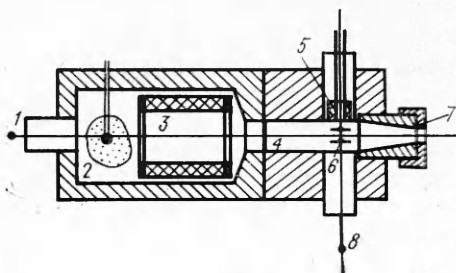


Схема модельной ракетной камеры.

пущениях — тепловые потоки  $q_x(\tau)$  от химических реакций в самом порохе. Две последние функции позволяют достаточно точно определить время зажигания и, следовательно, найти значения всех перечисленных параметров в момент зажигания.

Процедура нахождения указанных параметров довольно трудоемка из-за необходимости введения существенных поправок почти ко всем измеряемым величинам из-за очень малых значений  $\tau_*$ . Необходимость поправок следует из оценки времени релаксации турбулентного пограничного слоя. Расчеты по формуле  $t_*^* \simeq (D/2W) \sqrt{8/\xi}$ , где  $D$  — диаметр канала,  $W$  — скорость газа,  $\xi$  — шероховатость стенок канала [2], дают значения, близкие к  $\tau_* = 0,6 \div 40$  мс.

Измерения быстро изменяющейся температуры двумя термомпарами разной толщины (использовались термомпары ВР 5/20 диаметром 50 и 100 мкм) практически в одной точке газового потока позволяют получить не только истинную функцию  $T_r(\tau)$ , но и  $W(\tau)$  благодаря тому, что запаздывание термомпарной записи по-разному зависит от  $W$  для термомпар разного диаметра ( $d_1$  и  $d_2$ ). Нетрудно получить выражение (см. [7]) для  $T_r(\tau)$ , если известны показания первой и второй термомпар  $T_{i1}$  и  $T_{i2}$  и их производные по времени:

$$T_r(\tau) = \frac{T_{i2} - T_{i1} (d_2/d_1)^{2-n} (\varphi_2/\varphi_1) L_1}{1 - (d_2/d_1)^{2-n} (\varphi_2/\varphi_1) L_1}, \quad (1)$$

$$\varphi_1 = dT_{i1}/d\tau; \quad \varphi_2 = dT_{i2}/d\tau; \quad L_1 = (T_{i2}/T_{i1})^{n/4};$$

где  $n = 0,5$  при  $Re < 10^3$  и  $n = 0,6$  при  $10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$ .

Расчет  $T_r(\tau)$  проводится по известным экспериментальным записям термомпар  $T_{i2}$  и  $T_{i1}$  и датчика давления во второй камере  $p_2(\tau)$ , практически безынерционной<sup>1</sup>.

Уравнение для расчета скорости потока газа нетрудно получить через известные функции  $T_r(\tau)$  и  $p_2(\tau)$ . Действительно, из уравнений движения и неразрывности газа имеем [7]

$$W(\tau) = 0,5 \sqrt{\dot{p} [\rho_r (\dot{p}_2/p_2 - \dot{T}_r/T_r)]^{-1}}, \quad (2)$$

где  $\rho_r$  — плотность газа. Производные по времени давления  $\dot{p}_2$  и  $\dot{T}_r$  находятся графическим дифференцированием кривых  $p_2(\tau)$  и  $T_r(\tau)$ . Аналогичным образом  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  в (1) находятся по экспериментальным записям термомпар в газе.

В ряде экспериментов давление в камере быстро становилось постоянным. В этих случаях расчеты по формуле (2) дают очень большую ошибку, поэтому скорость находилась по уравнению расхода

$$W = S_r m / (F \rho_r). \quad (2a)$$

Здесь  $S_r$  — площадь газогенератора;  $m$  — массовая скорость горения пороха;  $F$  — сечение канала.

В ряде экспериментов для определения температуры газа удобно было использовать только одну термомпару, тогда применялся метод согласования (см. [7]). Он основан на использовании равенства значений коэффициента теплоотдачи  $\alpha_\tau$ , найденного из критериального уравнения стационарной теплоотдачи для круглого цилиндра, обдуваемого набегающим потоком, и значений  $\alpha_\tau$ , полученных из уравнения инерционности термомпары в газе:

$$\alpha_\tau = (c_\tau \rho_\tau \dot{T}_i) / 2\Delta T_i,$$

<sup>1</sup> Инерционность индукционного датчика давления определяется частотой  $f_r = 10^4$  Гц задающего генератора усилителя сигнала давления  $uD - 2u$ . Сигнал не искажается, если  $f_c < f_r/3$ , что составляет 3300 Гц. Эта частота равна собственной частоте использованного гальванометра шлейфного осциллографа Н-117/1. Частота фронта давления  $f_p = \frac{1}{p} \frac{dp}{d\tau} \leq 500$ , что и позволяет говорить о безынерционности канала регистрации давления.

где  $c_{\tau}\rho_{\tau} = 0,7$  кал/(г · см<sup>3</sup>) — объемная теплоемкость вольфрамрениевой термопары;  $r$  — ее радиус;  $\dot{T}_i = dT_i/d\tau$   $T_i(\tau)$  — термопарная запись;  $\Delta T_{\tau} = (T_i - T_i)$  — температурный напор между средой и термопарой ( $\Delta T_i$  — задается в процессе согласования  $\alpha_{\tau}$ ).

При быстром изменении температуры газа термопарная запись температуры поверхности нуждается в корректировке, так как даже у очень тонкой термопары, использованной в работе, значительная часть тепла, пришедшего в порошок, идет на нагрев самой термопары, что занижает температуру поверхности. В работе [7] получено решение для занижения температуры термослая  $\Theta(\tau)$  в этих условиях с помощью аппроксимации экспериментальной термопарной записи температуры поверхности уравнением  $T_s(\tau) = T_0 + a\tau + b\tau^2 + c\tau^3$ . Однако более удобно пользоваться линейным представлением  $\dot{T}_s(\tau) = T_0 + a\tau$ , применяя упрощенное решение последовательно к разбитым на линейные участки кривой  $T_s(\tau)$  (обычно достаточно 2—3 разбиения):

$$\Theta(\tau) = \frac{c_{\tau}\rho_{\tau}h}{\alpha_s} a [1 - \exp(B^2\tau) \operatorname{erfc}(B\sqrt{\tau})]; \quad (3)$$

где  $B = \frac{\alpha_s \sqrt{\chi}}{\lambda}$ ;  $c_{\tau}$ ,  $\rho_{\tau}$ ,  $h$  — теплоемкость, плотность и толщина поверхности термопары;  $\chi$  и  $\lambda$  — температуропроводность и теплопроводность пороха;  $\alpha_s$  — коэффициент теплоотдачи газ — к-фаза;  $a = (\Delta T_{s_i}/\Delta\tau_i)$ ;  $\Delta T_{s_i} = (T_{s_{i+1}} - T_{s_i})$  — температурный перепад на границах линейного участка разбиения кривой  $\dot{T}_s(\tau)$ ;  $\Delta\tau_i$  — временная длительность этого участка. Истинная температура поверхности пороха  $T_s(\tau) = T_s(\tau) + \Theta(\tau)$ . Величина  $\Theta(\tau)$  может достигать нескольких десятков градусов.

В данных условиях  $\alpha_s$  — переменная величина, но решение (3) получено для постоянной  $\alpha_s$ . Разбиение кривой  $T_s$  на интервалы позволяет брать среднее значение  $\alpha_s$  в каждом из них, учитывая таким образом переменность  $\alpha_s$ . Сложность задачи определения поправки  $\Theta(\tau)$  обусловлена тем, что в условиях быстрого зажигания (часть исследованных режимов) теплообмен нестационарен. Действительно, в данном случае критерий Кутателадзе (см. [8])  $K = \frac{P_0 c_p \lambda_{\tau}}{6\alpha_s^2} (\dot{W}/W + m\dot{T}_{\tau}/T_{\tau}) = 0,4 \div 0,5$ , т. е.

условие стационарного пограничного слоя  $K \ll 1$  не выполняется ( $m = 0,5 - 0,6$ ). Это означает, что для вычисления  $\alpha_s$  здесь нельзя пользоваться уравнением  $Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43}$  [9], которое верно лишь для установившихся значений  $\alpha_{s0}$ . Поэтому в настоящей работе в каждом из экспериментов вычислялись действительные значения  $\alpha_s(\tau)$  по уравнению  $q_{\tau} = \alpha_s(T_{\tau} - T_s)$ . Поток тепла в к-фазу  $q_{\tau}(\tau)$  находился из экспериментальных данных.

Распределение температуры по глубине пороха в любой момент времени  $T(x, \tau)$  нетрудно получить из зависимости  $T_s(\tau)$  [10]

$$T(x, \tau) - T_0 = \frac{2\lambda_{\tau}}{\sqrt{\pi\chi}} \int_0^{\tau} [T_s(\tau - t) - T_0] t^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{x}{2\sqrt{\chi t}}\right) dt.$$

Здесь  $T_0$  — начальная температура пороха;  $\chi$  — его температуропроводность; запас тепла в порохе  $Q_{\tau} = c\rho \int_0^{\infty} [T(x, \tau) - T_0] dx$ ;  $\rho$  — плотность;  $c$  — теплоемкость пороха. После интегрирования получаем

$$Q_{\tau}(\tau) = \frac{2\lambda_{\tau}}{\sqrt{\pi\chi}} \int_0^{\tau} [T_s(\tau - t) - T_0] t^{-\frac{1}{2}} dt. \quad (4)$$

Из (4) для запаса тепла нетрудно получить тепловой поток в порох от

внешнего источника при пассивном прогревании пороха

$$q_{\tau}(\tau) = \frac{\partial Q_{\tau}(\tau)}{\partial \tau}. \quad (5)$$

При обработке экспериментальных записей формулы (4), (5) используются в виде конечных разностей.

Расчеты по (3)—(5) проводились методом последовательных приближений. Сначала функции  $\Theta(\tau)$ ,  $Q_{\tau}(\tau)$  и  $q_{\tau}(\tau)$  находились для стационарных значений  $\alpha_{s0}(\tau)$ , затем полученные по выражению

$$\alpha_s(\tau) = q_{\tau}(\tau)/(T_{\Gamma} - T_s) \quad (6)$$

значения  $\alpha_s(\tau)$  сравнивались с  $\alpha_{s0}(\tau)$ , и в случае расхождения расчет повторялся с новыми значениями  $\alpha_s(\tau)$ . Сходимость метода хорошая, обычно достаточно 2, 3 попытки для получения истинной зависимости  $\alpha_s(\tau)$  в каждом из опытов. Изложенная процедура справедлива до  $\sim 200^{\circ}\text{C}$ , так как при более высоких температурах необходимо учитывать собственное тепловыделение в порохе. Уравнения (4) и (5) можно привести к конкретному виду, используя приближение по (3).

При определении тепловыделения в порохе при нагревании его в процессе воспламенения будем считать справедливой макрокинетикой тепловыделения стационарных режимов горения, которая содержится в двух обобщенных закономерностях [11, 12]:

$$m = 1,8 \cdot 10^3 \exp(-5000/T_{s0}); \quad (7)$$

$$Q = Q_v \{0,17 - 0,103 \exp(-0,0253p/\sqrt{m})\}. \quad (8)$$

Здесь  $m$  — массовая скорость горения;  $Q_v$  — теплота горения пороха при постоянном объеме;  $T_{s0}$  — температура поверхности при стационарном режиме горения.

Тепловой поток в глубь пороха за счет реакций в самом порохе

$$q_{\text{хим}} = Qm. \quad (9)$$

Исключая из (7)—(9)  $m$  и  $Q$  и заменяя  $T_{s0}$  на  $T_s$ , получим искомое выражение для  $q_{\text{хим}}(T_s, p, Q_v)$

$$q_{\text{хим}} = 1,8 \cdot 10^3 Q_v \left\{ 0,17 - 0,103 \exp \left[ - \frac{0,0253p}{42,43 \exp(-5000/2T_s)} \right] \right\} \exp \left( - \frac{5000}{T_s} \right) \quad (10)$$

Здесь, как и в (8),  $p$  выражено в атмосферах. Значения  $q_{\text{хим}}$  практически равны нулю при  $T < 200^{\circ}\text{C}$  и быстро растут при  $T > 200^{\circ}\text{C}$ . При ненулевом  $q_{\text{хим}}$  полный тепловой поток в глубь пороха, очевидно, равен  $q_{\tau} + q_{\text{хим}}$ .

Момент воспламенения  $\tau_*$  в этой работе определен (см. [2]) как момент  $q_{\tau} = q_{\text{хим}}$ . Все параметры в момент  $\tau_*$  отмечены звездочкой:  $p^*$ ,  $T_s^*$ ,  $Q_{\tau}^*$  и  $q_{\tau}^*$  — это давление, температура поверхности, тепловой запас в к-фазе и тепловой поток от газа в к-фазу в момент воспламенения (зажигания).

Проведено три группы экспериментов (I—III) по зажиганию горячим газовым потоком порохов Н, АЦ (в 1,5 раза калорийнее Н, но примерно с такой же скоростью горения) и пороха М (такой же калорийности, как и Н, но со скоростью горения, в 1,5 раза большей). Первая группа — это эксперименты по быстрому зажиганию. Резкое включение обдува обеспечивалось разрывом мембраны, запирающей газогенераторный объем. Опыты проводили в условиях быстрого роста давления и температуры:  $\dot{p}_{\text{max}} \sim 10^4$  атм/с,  $T_{\Gamma \text{max}} \sim 10^5$  град/с. В момент воспламенения  $p^* = 25-45$  атм,  $T_{\Gamma}^* \simeq 1500^{\circ}\text{C}$ ,  $W^* = 300-400$  м/с.

Действительные значения  $\alpha_s$  были в 2—3 раза ниже  $\alpha_{s0}$ . Времена зажигания (задержки воспламенения) составляли  $\sim 0,6-0,7$  мс. Нетрудно установить, что значения  $\tau_*$  в этом случае существенно меньше времени релаксации  $t_{\Gamma}^*$ , поэтому в канале преобладают нестационарные тепловые процессы ( $K \sim 1$ ).

Во второй группе экспериментов обеспечивалось мягкое заживание предварительным нагнетанием азота ( $\sim 30$  атм) в объем канала, закрытый второй диафрагмой. Наличие наддува приводило к понижению температуры газового потока ( $T_r \simeq 1000^\circ\text{C}$ ), уменьшению скорости газа ( $W^* = 150 \div 200$  м/с) и меньшему изменению  $p$  и  $T_r$  в процессе поджига. В момент  $\tau_*$   $p^* = 50-100$  атм,  $\alpha_s$  практически сравнялся с  $\alpha_{s0}$ , для пороха Н  $\tau_* = 8 \div 9$  мс, для пороха АЦ 3-4 мс. Заметим, что нестационарные явления в этом случае также имеют место, но выражены значительно слабее, чем в условиях быстрого заживания ( $\tau_* \geq t_r^*$ ).

Третья группа — это эксперименты с задержанным воспламенением, которое достигалось прикрытием зажигаемой поверхности калькой. Значение  $\tau_*$  увеличилось до 10-40 мс. Опыты проводили при практически постоянных  $p = 50 \div 80$  атм и  $T_r = 1500^\circ\text{C}$  ( $W^* \simeq 300$  м/с). Коэффициент  $\alpha_s$  в этих условиях, очевидно, фиктивная величина, которая была в 5-10 раз ниже  $\alpha_{s0}$  и падала с ростом  $\tau_*$ .

Обработка результатов экспериментов по описанным выше методам показала прежде всего, что при малых временах воспламенения до момента  $\tau_*$  стабильный тепловой погранслои не успевает установиться. Ниже показана зависимость  $\alpha_s/\alpha_{s0}$  от  $\tau_*$ .

$\alpha_s/\alpha_{s0}$	0,27	0,35	0,5	0,85	1,0	1,0
$\tau_*$ , мс	0,5	1,0	2,0	5,0	8,0	10

Видно, что до  $\tau_* = 8$  мс  $\alpha_s < \alpha_{s0}$ . Это означает, что в данных условиях время установления теплового погранслоя  $\tau_* \simeq 8$  мс. При больших временах  $\alpha_s = \alpha_{s0}$ . Этот вывод одинаков для всех изученных порохов, что представляется естественным.

Обработка результатов также показывает закономерные и одинаковые для всех изученных порохов зависимости относительного запаса тепла в к-фазе к моменту воспламенения  $Q_\tau^*/Q_0$  от величины  $\tau_*/\tau_0$ .

Режим	I		II		III	
$\tau_*/\tau_0$	3	6	10	11	14	18
$Q_\tau^*/Q_0$	0,4	0,6	0,9	1,1	1,5	2,2

Здесь  $Q_0$  — запас тепла в порохе при стабильном горении при  $p^*$ , а  $\tau_0$  — время релаксации теплового слоя к-фазы, существующего при стабильном горении при этом давлении ( $\tau_0 = \frac{\gamma}{u}$ ,  $u$  — линейная скорость горения).

Видно, что выделенные три режима горения могут быть охарактеризованы соотношением теплот  $Q_\tau^*$  и  $Q_0$ . Для первого режима  $Q_\tau^* < Q_0$ , для второго  $Q_\tau^* = Q_0$ , для режима III  $Q_\tau^* > Q_0$ . Другими словами, при быстром заживании на момент воспламенения имеется недостаток запаса тепла в к-фазе (по сравнению с его значением, которое должно было быть в этот момент в случае стабильного горения при этом давлении), при нормальном заживании (режим II) эти запасы тепла равны, а при задержанном воспламенении имеется избыток запасенного в к-фазе тепла.

Для всех порохов получается единая кривая  $Q_\tau^*/Q_0 = f(\tau_*/\tau_0)$ , так как теплофизические характеристики взятых порохов близки. Обращает на себя внимание факт, что  $Q_\tau^* \simeq Q_0$  при  $\tau_* \simeq 10\tau_0$ . Это означает, что, несмотря на интенсивный нагрев пороховой поверхности при заживании в режиме II, средний по времени поток тепла из газа в порох при заживании  $\langle q_\tau \rangle$  был примерно на порядок слабее потока тепла из газа в порох при стабильном горении (при  $p^*$ ). Этот вывод подтверждается прямым

сопоставлением значений  $q_s$  и  $\langle q_\tau \rangle = \frac{1}{\tau_*} \int_0^{\tau_*} q_\tau(t) dt$  для режима II.

Сопоставление значений температур поверхности при воспламенении порохов Н и АЦ  $T_s^*$  и при стационарном горении  $T_{s0}$  (давления  $p^*$ ) показывает близость этих величин в режиме I (разброс в пределах 10 %),

а затем, с ростом  $\tau_*/\tau_0 T_s^*$  становится ниже  $T_{s0}$ . Особенно заметное снижение  $T_s^*$  наблюдается в третьем режиме. Так, для пороха Н при  $\tau_*/\tau_0 = 15 T_s^*/T_{s0} \simeq 0,75$ . Полученное снижение температуры поверхности при затянутом процессе воспламенения, когда тепловой слой в к-фазе очень толстый, является, по-видимому, следствием аномально толстого реакционного слоя к-фазы. Снижению  $T_s^*$  в этих условиях способствует также невысокое значение эффективной энергии активации к-фазы для этих порохов (21 ккал/моль). Особое место занимает быстрогорящий порох М, температура  $T_s^*$  которого аномально низка при всех режимах воспламенения. Так, даже для режима I  $T_s^*/T_{s0} \simeq 0,7$ . Это аномально низкое значение  $T_s^*$  связано, по-видимому, с особенностями воспламенения этого состава, содержащего дополнительно к обычным компонентам двухосновных порохов перхлорат аммония и ВВ.

В заключение отметим, что полученные результаты позволяют представить характер горения пороха после зажигания, поскольку последующие процессы горения зависят от тепловой предыстории зажигания. Очевидно, выделенные режимы воспламенения имеют различные стартовые условия для развития горения. Недостаточный запас тепла в к-фазе в режиме I приведет к возникновению пульсирующего горения с периодическим пригасанием, воспламенение во втором плавно перейдет в стационарное горение из-за равенства запаса тепла в к-фазе при воспламенении и горении. Избыток тепла в к-фазе по третьему режиму приведет к ускоренному горению в первый момент времени, постоянно переходящему в стационарное горение. Этот сценарий относится, очевидно, к случаю не сильно изменяющихся внешних условий.

В будущих работах предполагается расширить количество объектов исследования. Особенно интересны новые пороха с высокоэнергетическими и каталитическими добавками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. Динамические режимы зажигания // ФГВ.— 1968.— 4, № 1.— С. 20—32.
2. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— М.: Наука, 1984.— С. 31.
3. Hermance C. E. Fundamental of solid-propellant combustion // AIAA.— 1984.— 90.
4. Ассовский И. Г., Закиров З. Г., Лейпунский О. И. О критерии зажигания конденсированного топлива // Тез. докл. I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черноголовка, 1984.— С. 41—42.
5. Zanotti C., Giuliani P. // Proc. Joint Meeting Combust. Inst.— Pisa, 1990.— P. 7—10.
6. Зенин А. А., Финяков С. В. // Докл. 5-го Всесоюз. семинара по воспламенению и горению порохов при высоком давлении.— М.: ИХФ РАН, 1986.
7. Зенин А. А., Финяков С. В. Зажигание порохов потоком горячего газа: Отчет ИХФ РАН, 1992.— С. 25—30.
8. Шелухин Г. Г., Романов О. Я., Глухов А. М. Образование неподвижных волн на поверхности пороха, горящего в потоке газа // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 140—144.
9. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочник.— М.: Энергоатомиздат, 1990.— С. 224—225.
10. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высш. шк., 1967.— С. 369—374.
11. Зенин А. А. // Докл. АН СССР.— 1973.— 243, № 6.— С. 1357.
12. Зенин А. А. Универсальная зависимость для тепловыделения в к-фазе и макрокинетики газа при горении баллистических порохов // ФГВ.— 1983.— 19, № 4.— С. 78—79.

г. Москва