

УДК 662.581

## О ЗАЖИГАНИИ И НАЧАЛЬНОМ ПЕРИОДЕ ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИТНОГО ПОРОХА В КАНАЛЕ

*В. В. Марченко, О. Я. Романов, Г. Г. Шелухан*  
(Ленинград)

В экспериментальном исследовании процесса нагрева в индукционный период и механизма зажигания конденсированных веществ в потоке горячего газа, как правило, используются простейшие модельные условия: постоянные температура, давление, скорость потока; фиксированный состав газа и дисперсность взвешенных в нем частиц [1—4 и др.]. При этом удается выявить роль каждого фактора в процессе тепло- и массообмена конденсированного вещества с внешней средой и основные закономерности механизма зажигания. Практический интерес представляет также изучение процесса воспламенения в сложных нестационарных условиях, реализующихся, например, при обдувании образца продуктами сгорания веществ, которые применяются в качестве поджигающих составов.

Ниже излагаются методика и результаты исследования процесса зажигания и начального периода горения баллиститного пороха в канальной камере сгорания. Предпринята попытка построения критериальных соотношений, описывающих теплообмен в канале и дающих связи между параметрами в момент зажигания.

Некоторые результаты данного исследования изложены в [5].

### 1. Методика и результаты эксперимента

Использовавшаяся комплексная методика экспериментального исследования позволила изучить процесс теплоотдачи при нагреве пороха запыленным потоком газа, процесс зажигания и нестационарного горения пороха в канале [5].

На рис. 1 представлена схема эксперимента. Камера сгорания 4 плоская, с прозрачными окнами, снаряжена двумя брусками пороха 3 размерами  $380 \times 25 \times 5$  мм. Сечение канала — прямоугольник, две стенки которого образованы поверхностями горения брусков пороха (Н или Н с 2% окиси магния), а две другие — поверхностями окон из органического стекла 2. Надежность контакта пороха с окном достигалась смазыванием ацетоном и предварительным поджатием с последующей выдержкой в термостате при повышенной температуре в течение нескольких часов для испарения ацетона.

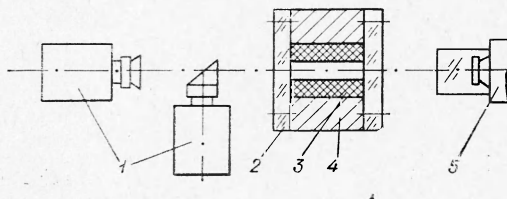


Рис. 1. Схема эксперимента.

На поверхности пороха установлены пленочные микротермопары (медь—константан) толщиной 22 мкм на расстояниях 20 мм, 100, 280 и 360 мм от торца бруска. Перед входом в канал помещается пиротехническое вещество: дымный ружейный порох (ДРП) или смесь бариевой селитры и порошка магния (состав С), поджигаемое электрической искрой и генерирующее горячий газ, содержащий частицы конденсированной фазы (к-фазы). Камера сгорания снабжена индуктивными датчиками давления у концов пороховых элементов. С помощью двух скоростных кинокамер СКС-1М 1 с зеркальными насадками, обеспечивающими получение на одном кадре двух изображений участков канала, удается следить за разгоранием канала в сечениях, где установлены микротермопары.

Через противоположное прозрачное окно производится фотографирование внутренней полости канала фоторегистратором 5 с насадком и модулятором для определения температуры цветовым способом и скорости движения продуктов сгорания кинематическим способом [6] по длине канала и во времени. Размеры микротермопар выбирались таким образом, чтобы малая инерционность сочеталась с возможностью выполнения требования ограничения температуры пороха под термопарой. Последнее требование обусловлено необходимостью расчета нагрева порохового образца как инертного тела с постоянными теплофизическими параметрами, ибо их значения в области повышенных температур не известны.

В результате решения на ЭЦВМ задачи о нагреве трехслойного тела (медь, константан, порох) внешним тепловым потоком  $q$  установлено, что инерционность микротермопары указанной толщины (время, за которое температура по ее толщине выравнивается с отклонением не выше 3%) не превосходит  $10^{-4}$  с. С учетом оценки тепловых потерь через боковые поверхности термопары и в отводящие электроды были выбраны остальные габаритные размеры: ширина 2 мм, длина 5 мм. Это позволило по показаниям микротермопар рассчитывать тепловой поток  $q$  по приближенной зависимости, справедливой для трехслойного инертного тела, в предположении о мгновенном выравнивании температуры в металле и в пренебрежении зависимостью теплофизических параметров пороха от температуры [7]

$$q = \frac{d}{d\tau} [t_n(c_m \rho_m \delta_m + c_k \rho_k \delta_k)] + \sqrt{\frac{4\lambda c \rho}{\pi \Delta\tau}} \left[ t_n + \sum_{i=1}^{n-1} t_{n-i} (\sqrt{i-1} - 2\sqrt{i} + \sqrt{i+1}) \right], \quad (1.1)$$

где  $t$  — температура, регистрируемая микротермопарой;  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$ ,  $\delta$  — коэффициент теплопроводности, теплоемкость, плотность и толщина материала соответственно;  $\Delta\tau$  — шаг по времени  $\tau$ , с которым по точкам вводилась в ЭЦВМ кривая изменения температуры (запись формулы для  $n$ -го шага);  $m$ ,  $k$  — индексы меди и константана, без индекса — порох (использована формула трапеций для вычисления интеграла по времени). Суммарная погрешность определения теплового потока не превышала 10% при установке в каждое сечение четырех микротермопар.

В насадке использована система из двух светоделителей (полупрозрачных пластинок с селективным на отдельных участках спектра поглощением и отражением световых лучей) и двух зеркал, что дает возможность получить два взаимно смещенных изображения канала на пленке в желтой и красной областях спектра, наиболее богатых энергией при не очень высоких температурах (рис. 2). С помощью модулятора — вращающегося диска с отверстиями различного диамет-

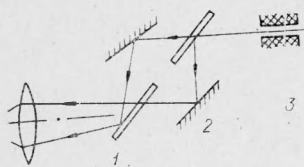


Рис. 2. Оптическая схема насадки фоторегистратора.  
1 — светоделители; 2 — зеркала;  
3 — канал.

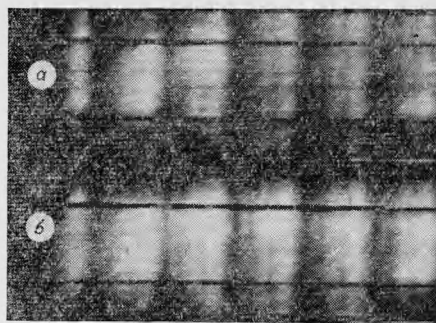


Рис. 3. Изображение движения потока в канале на пленке фоторегистратора.

ра — создается переменное диафрагмирование световых лучей, позволяющее на отрезке пленки, соответствующей примерно 1,7 мс, найти нормально экспонированное место для дискретного по времени определения температуры цветовым методом.

На рис. 3 показана часть развернутого во времени двойного изображения движения продуктов сгорания по каналу в красном (б), и желтом (а) цветах, полученного с помощью фоторегистратора. Заметно периодическое чередование участков различного экспонирования, создаваемого модулятором, в виде вертикальных полос. Наклонные полосы с переменным углом относительно горизонтали — треки оптических неоднородностей: с размытыми краями — крупномасштабных газовых молей (об этом свидетельствует их поперечный размер — до  $2 \div 7$  мм) и более четко прочерченные, с меньшим углом наклона, меньшей скоростью перемещения — следы крупных частиц или конгломератов. Направление движения потока снизу вверх, пленки — слева направо.

Оцененная погрешность определения скорости газового потока по трекам оптических неоднородностей на фотопленке фоторегистратора составляет 10% в диапазоне углов наклона треков к направлению движения пленки  $30 \div 60^\circ$  и увеличивается вне этого диапазона. Точность определения температуры продуктов сгорания при использовании микрофотометра МФ-4 для сравнения плотностей почернения красного и желтого изображений на линейных участках характеристических кривых пленки в красном и желтом цвете при закрепленных режимах обработки пленки не превышает 9% верхнего предела температуры. Дополнительным условием является требование использования линейного участка тарировочной лампы СК-10-300, отградуированной по цветовой температуре. Интервал измеряемых температур составляет  $1500 \div 2400$  К.

О скорости нестационарного горения пороха, реализующегося вслед за его локальным зажиганием, можно было судить по кинограммам разгорающегося канала, отождествляя ее со скоростью перемещения границы канала. Частота проводившейся кинокамерами СКС-1М кино съемки составляла  $1000 \div 2000$  кадров в секунду. Покадровая обработка кинопленки проводилась на малом инструментальном микроскопе МИМ-1 и заключалась в семикратном измерении ширины канала, что обуславливалось случайным характером разброса результатов измерений. Мгновенная скорость перемещения определялась численным дифференцированием половины ширины канала после сглаживания [8].

Была проведена серия специальных экспериментов, в которой предусматривалось прерывание процесса горения вскрытием глухого торца

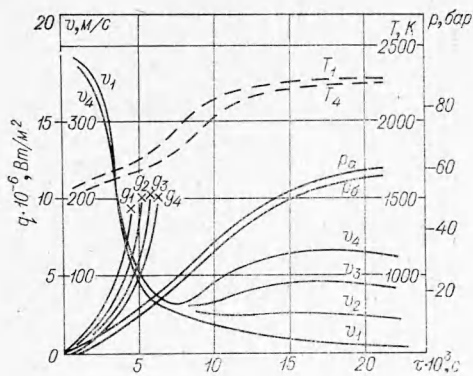


Рис. 4. Результаты эксперимента; порох Н, навеска ДРП — 5 г, ширина канала — 7 мм.

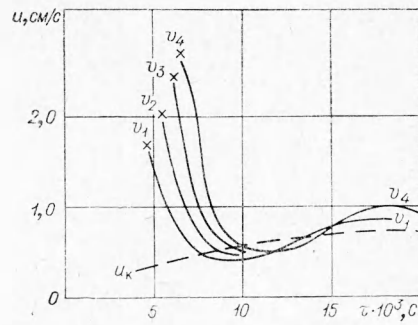


Рис. 5. Зависимость скорости перемещения границы канала от времени.

камеры сгорания в различные моменты времени. Это делалось с целью определить возможное отличие в скоростях выгорания контактирующего с поверхностью окна слоя пороха и удаленной от окна части образца. В результате визуального осмотра погашенного канала и киносъемки его в проходящем свете удалось установить, что на поверхности окна в зоне контакта остается тонкая несплошная, адгезионная пленка, обладающая, однако, достаточной прозрачностью. Искривлений поверхности горения в приконной области не обнаружено.

При временном шаге 1 м/с, целесообразном для воспроизводства зависимости нестационарной скорости перемещения от времени, и скорости перемещения границы 20 мм/с ошибка измерений составляет 30%, находясь в обратно пропорциональной связи со скоростью. По мере приближения горения к квазистационарному режиму погрешность может быть уменьшена за счет увеличения шага по времени. Все ошибки измерений установлены с достоверной вероятностью 0,95.

На рис. 4 показаны совмещенные во времени зависимости теплового потока в порох Н, температуры  $T$  и скорости продуктов сгорания  $v$  поджигающего пороха, давлений, измеренных у начала и конца канала шириной 7 мм  $p_a, p_b$ . Индексы 1—4 порядковые номера сечений камеры сгорания, в которых установлены микротермопары (отсчет ведется со стороны входа в канал). Начало кривых  $T(\tau)$  и  $v(\tau)$  соответствует моменту прохождения сечения фронтом светящихся продуктов, нагретых не менее чем до 1500 К (в соответствии с порогом чувствительности используемой пленки). Кривые  $q(\tau)$  прерваны в точках, отвечающих моменту зажигания в данном сечении, так что имеется возможность судить о скорости перемещения волны зажигания вдоль канала (среднее ее значение находится в пределах 30÷150 м/с).

О моменте зажигания можно было судить по началу разгорания канала, практически совпадающему по времени с интенсивным ростом регистрируемой микротермопарой температуры.

Рис. 5 иллюстрирует зависимость нестационарной скорости горения от времени. После локального зажигания скорость перемещения границы канала очень быстро достигает большой величины. В предположении о мгновенном росте скорости перемещения проводилась экстраполяция размера канала по времени назад и устанавливался момент зажигания и соответствующая ему максимальная скорость перемещения. Начальные значения скорости перемещения в 2÷15 раз превышали соответствующие данному давлению внешней среды значения скоростей горения пороха. В дальнейшем происходило уменьшение скорости перемещения и приближение к квазистационарной скорости горения в режиме затухающих колебаний. Уверенно прослеживалась первая отрицательная

полуволна колебаний и начало второй положительной полуволны. В более поздние моменты времени практически невозможно выделить релаксационную составляющую скорости горения из шумового спектра колебаний скорости горения, обусловленного, по-видимому, автоколебательным механизмом горения пороха [9], который следует считать также «повинным» в большом разбросе результатов в начальный период горения. В близлежащих к выходу из канала сечениях заметно влияние эффекта турбулентного горения.

## 2. Критериальное соотношение для коэффициента теплоотдачи в индукционный период

Известны критерии подобия, с помощью которых описывается теплообмен между высокотемпературным запыленным потоком и стенкой, и критериальные зависимости, полученные для разных случаев течения без осаждения частиц на стенке [10]. Специфика теплообмена в канале в нестационарный период нагрева пороха заключается в наличии заметных нестационарных эффектов, теплообмена осаждением к-фазы на поверхность пороха, а также во влиянии на теплообмен предыстории формирования пограничного слоя течения, характерной для входных участков труб.

При составлении критериальных соотношений учтены следующие обстоятельства.

Возможность использования формул стационарной конвекции в нестационарном процессе обосновывается оценкой [11], согласно которой погрешность стационарных соотношений тем меньше, чем лучше выполняется неравенство

$$\frac{pc_p \lambda_p}{6\alpha^2} \left( \frac{\partial \ln T_p}{\partial \tau} + m \frac{\partial \ln v_p}{\partial \tau} \right) \ll 1, \quad (2.1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи; индекс  $p$  относится к параметрам в ядре потока;  $m=0,2$  и  $0,5$  — для ламинарного и турбулентного пограничных слоев соответственно. За фронтом горячих продуктов сгорания поджигающего состава, где собственно и становится заметной теплоотдача в порох, параметры потока изменяются так, что левая часть неравенства (2.1) при подстановке опытных данных не превышает 0,03. Поэтому вполне допустимо считать конвекцию квазистационарной.

Лучистая составляющая теплового потока в порох определяется по закону Стефана—Больцмана

$$q_{\text{л}} = \epsilon'_p \epsilon'_{\text{ст}} \sigma (T_p^4 - T_{\text{ст}}^4), \quad (2.2)$$

где  $\epsilon'$  — эффективная степень черноты;  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана; индекс  $\text{ст}$  относится к параметрам на стенках поверхности пороха. Степень черноты микротермопары и поверхности пороха, покрытых слоем осадка, составляет  $0,8 \div 0,9$ , а эффективная степень черноты потока —  $0,25 \div 0,30$ . Последнее было установлено экспериментально определением глубины излучающего объема, которая для продуктов сгорания поджигающих составов оказалась  $1,5 \div 2$  мм.

Составляющая коэффициента теплоотдачи, обусловленная турбулентным осаждением к-фазы на стенку в предположении о том, что наличие частиц не влияет на профиль потока в сечении канала, а все частицы, достигающие стенки, осаждаются и имеют в момент осаждения температуру ядра потока, может быть определена из выражения [10]

$$\alpha_k = \frac{0,068 \nu \rho_k c_k \text{Re}^{-0,1}}{\ln(6,4 \cdot 10^{-3} \text{Re}^{0,7})}, \quad (2.3)$$

где  $Re = \frac{\rho v_k}{\mu}$  — критерий Рейнольдса;  $\mu$  — динамическая вязкость;  $\varepsilon$  — массовая доля к-фазы в потоке;  $k$  — индекс к-фазы в потоке. При анализе зависимости суммарного коэффициента теплоотдачи в заряд от времени установлено наличие переменной во времени составляющей релаксационного типа. Она могла быть объяснена процессом вовлечения частиц к-фазы потоком газообразных продуктов и учтена поправкой на релаксацию частиц по скорости движения в виде множителя к основной зависимости

$$\varphi_\tau = 1 - A_1 \exp(-B \text{Но}_k), \quad (2.4)$$

где  $A_1, B$  — коэффициенты, требующие определения, последний из них должен учитывать средний коэффициент сопротивления движению частиц в потоке газа:  $\text{Но}_k = \frac{v \tau \rho}{d_k \rho_k}$  — критерий гомохронности, составленный для частиц к-фазы и вытекающий из уравнения движения частицы;  $d_k$  — эквивалентный средний диаметр частицы к-фазы. В предположении постоянства  $d_k$  и  $\rho_k$  за время релаксации в выражении (2.4) может быть проведена замена подэкспоненты на более удобную величину  $B_1 \rho \tau$ . При этом в  $B_1$  учитываются неизвестные характеристики к-фазы.

Известно, что на входном участке трубы при втекании жидкости (газа) образуются пограничные динамический и тепловой слои, характерные для внешнего обтекания тела соответствующей формы. По мере удаления от входного среза происходит формирование установившегося течения в трубе с установившейся теплоотдачей в стенку. Как правило, соотношения для теплоотдачи на входном участке трубы строятся на базе стационарного соотношения для установившегося течения с введением поправок в критериальную форму.

Анализ конвективной составляющей теплового потока в условиях канала показывает, что для большей части длины бруска конвективная составляющая теплоотдачи к нему может быть описана соотношениями, справедливыми для обтекания пластины внешним потоком, и только в небольшой части канала, примыкающей к открытому торцу камеры сгорания, заметно отклонение от этих соотношений. В рассматриваемых опытах участок установившегося течения не был достигнут.

Окончательная обработка опытных данных проводилась следующим образом. Вычислялась конвективная часть критерия Нуссельта  $Nu = \frac{\alpha x}{\lambda}$  (с учетом температурного фактора и наличия к-фазы в потоке [11]) и лучистая составляющая. Затем из  $Nu$ , составленного по опытным данным, вычитались конвективная и лучистая составляющие. Остаток, откорректированный временным членом, зависящим от  $\text{Но}_k$ , и членом  $\varphi_x$ , учитывающим начало перехода в установившееся трубное течение  $\Delta Nu$ , сопоставляли с расчетным значением составляющей  $Nu_k$  за счет осаждения к-фазы (рис. 6, состав С).

Результатирующее критериальное соотношение имеет вид

$$Nu = \varphi_x \cdot \left[ 0,02 Re^{0,8} \varphi_\tau \left( 1 + \frac{c_k}{c} \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \varphi_\tau \right) + C \varphi_\tau \frac{0,068 x v \rho_k C_k \varepsilon Re^{-0,1}}{\lambda \ln(6,4 \cdot 10^{-3} Re^{0,7})} \right] + \frac{\varepsilon_p \varepsilon_{ст} \sigma (T_n^4 - T_{ст}^4)}{\lambda (T_n - T_{ст})}, \quad (2.5)$$

где  $Re$  — критерий Пекле;  $\varphi_\tau = 1 + 0,15 \left( \frac{T_{ст}}{T_n} - 1 \right)$ ;  $\varphi_x = 1,0$  при  $\bar{x} \leq \bar{x}_*$ ;

$\varphi_x = 1 + 2,3 \cdot 10^{-3} (\bar{x} - \bar{x}_*)$  при  $\bar{x} > \bar{x}_*$ ;  $\bar{x} = \frac{x Re_d^{0,33}}{d}$ ;  $\bar{x}_* = 780$ ;  $Re_d = \frac{\rho v d}{\mu}$ ;

$d$  — эквивалентный диаметр канала;  $\varphi_\tau = 1 - \exp(-B_1 \rho v \tau)$ ;  $C$ ,  $B_1$  — коэффициенты, индивидуальные для каждого состава;  $B_1 = 3 \text{ м}^2/\text{кг}$  для состава ДРП,  $B_1 = 2,8 \text{ м}^2/\text{кг}$  для состава С.

Для состава С  $C = 1,1$ . Наличие множителя, не зависящего от  $x$  и близкого 1, свидетельствует о правомерности использованных предположений для составления опытных зависимостей. Однако для состава ДРП коэффициент  $C$  оказался непостоянным.

С целью выяснения этого отличия были поставлены опыты по изучению осаждения к-фазы из потока продуктов сгорания поджигающих составов. Пороховые бруски были заменены брусками из органического стекла, на поверхности которых осаждались частицы к-фазы. В результате анализа микрофотографий осадка состава С установлено, что тип осадка (конфигурация и размеры внедренных в стенку конгломератов частиц) практически не меняется по длине канала, но уменьшается плотность осадка вниз по потоку. Осадок к-фазы ДРП свидетельствует о сложной ее эволюции при течении в канале. В начале канала в осадке преобладают хлопьевидные, сажистого типа частицы. В направлении движения потока их доля и размеры убывают, увеличивается доля мелких частиц. Поскольку из потока на стенку осаждается преимущественно мелкая фракция, можно сделать заключение об уменьшении среднего размера частиц в пограничном слое по длине канала. Возможным механизмом уменьшения размеров частиц может быть дробление в пограничном слое за счет асимметричного приложения сил. В этом случае размер и сопротивление частиц зависит от числа  $Re$ , что, возможно, объясняет переменность коэффициента  $C$  в опытах с ДРП. С использованием для опытов с ДРП зависимости  $C = 1,3 \cdot 10^{-2} Re^{0,33}$  отклонение опытных точек от расчета приблизительно такое же, как и на рис. 6.

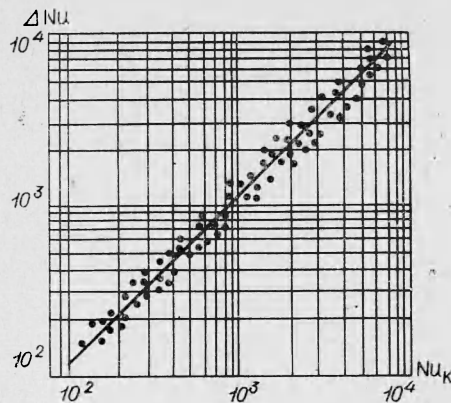


Рис. 6. Опытная зависимость для теплоотдачи осаждением к-фазы (состав С).

### 3. Критериальное соотношение для условий зажигания пороха

Обычно используются условия зажигания пороха в виде определенной температуры поверхности и количества тепла, накопленного к моменту зажигания в прогретом слое к-фазы топлива, однако они существенно зависят от всей предыстории нагрева топлива [12].

Для выявления критериев подобия, с помощью которых можно установить условия локального зажигания пороха, использовалась задача о зажигании, соответствующая твердофазной теории зажигания. Так как «выгоранием» вещества в индукционный период можно пренебречь, то изменение температуры в порохе при воздействии внешнего теплового потока  $q(\tau)$  может быть описано уравнением

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (c\rho T) = \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho Q z \exp(-E/RT) \quad (3.1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\tau = 0, \quad T(y) = T_n; \quad y = 0, \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} = q(\tau); \quad y = \infty, \quad T^{(\infty)} = T_n,$$

где  $y$  — координата, направленная в глубь пороха и отсчитываемая от

поверхности;  $Q$  — теплота химической реакции в толще пороха с энергией активации  $E$ , предэкспонентом  $z$ . Зависимости теплофизических параметров от температуры здесь опущены, так как они не дают определяющих критериев.

С введением параметрических величин (с индексом 0), относящихся к моменту зажигания

$$\tau_0 = \frac{c_0 R T_{s0}}{EQz \exp(-E/RT_{s0})}; \quad y_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 R T_{s0}^2}{E \rho_0 Qz \exp(-E/RT_{s0})}};$$

$$T_0 = \frac{RT_{s0}^2}{E}$$

и безразмерных переменных

$$\bar{\tau} = \frac{\tau}{\tau_0}; \quad \bar{T} = \frac{T}{T_0}; \quad \bar{y} = \frac{y}{y_0}; \quad \bar{Q}_c = \frac{Q_c}{Q_{c0}}; \quad \bar{q} = \frac{q}{q_0}$$

( $Q_c$  — количество тепла, накопленное к моменту зажигания в расчете на единицу поверхности) первый интеграл уравнения (3.1) будет иметь вид

$$\frac{d\bar{Q}_c}{d\bar{\tau}} = k_{10}\bar{\tau} + k_{20} \int_0^{\infty} e^{-(\bar{T}_s - \bar{T})} d\bar{y}. \quad (3.2)$$

Здесь  $k_{10} = \frac{q_0 \tau_0}{Q_{c0}}$ ;  $k_{20} = \frac{\rho_0 Qz \exp(-E/RT_{s0}) y_0 \tau_0}{Q_{c0}}$  — адромные критерии [13].

Для момента зажигания  $\tau_3$  из уравнения (3.2) может быть получена критериальная функциональная связь, в которой удобно использовать монодромные критерии

$$f_1(k_1, k_2, \bar{\tau}_3) = 0,$$

где  $k_1 = k_{10}\bar{\tau}_3$ ;  $k_2 = k_{20}\bar{\tau}_3 = \frac{\tau_3^{1/2} \sqrt{\lambda c \rho}}{Q_{c0}} \frac{RT_{s0}^2}{E}$ ;  $\bar{\tau}_3 = \frac{\tau_3}{\tau_0}$ .

Критериальное соотношение, соответствующее условию зажигания, построенное по результатам экспериментов, имеет вид

$$k_2 = 7,3 \cdot 10^{-2} k_1^{0,8} \left(1 + \frac{300k_1}{\bar{\tau}_3}\right). \quad (3.3)$$

Полученные  $\tau_3$  отвечают несколько завышенным значениям индукционного периода в соответствии с принятой методикой определения мо-

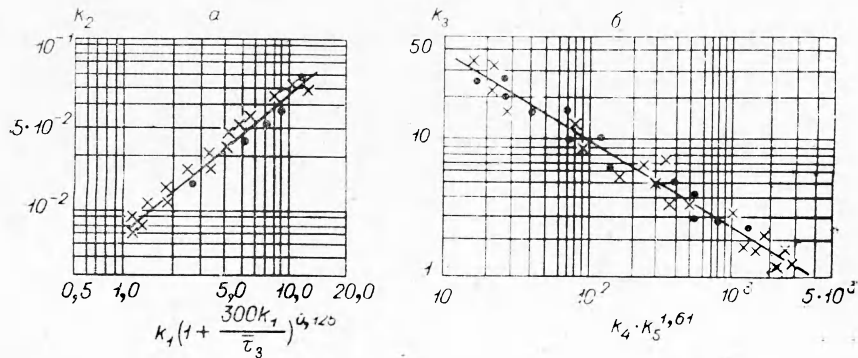


Рис. 7. Опытные зависимости для условий зажигания (а) и для скорости газификации в момент зажигания (б).

× — Н; ● — Н+2% MgO.



Теплофизические и кинетические характеристики пороха

Порох	$\lambda$ , Вт/(м·град)	$C_p$ , Дж/(кг·град)	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$Q$ , кДж/кг	$Z$ , л/с	$E/R$ , К
Н	0,235	1460	1600	380	$4 \cdot 10^{13}$	16600
Н+2% MgO	0,183	1460	1600	380	$2,9 \cdot 10^{13}$	16000

мента зажигания, которая, однако, способствует получению простейших связей для параметров последующего нестационарного режима газификации пороха.

$T_{s0}$  и  $Q_{c0}$  рассчитаны на ЭЦВМ посредством решения задачи нагрева инертного тела внешним тепловым потоком, причем использовалась опытная зависимость  $q(\tau)$ . Условие зажигания (3.3) отличается от существующей универсальной зависимости, данной в работе [12], учетом полного круга определяющих параметров, включая  $\tau_s$ . Отклонение опытных данных от аппроксимационной зависимости показано на рис. 7, а. Теплофизические и кинетические характеристики порохов, использованные при составлении (3.3) и полученные по методике [14], приведены в таблице.

#### 4. Критериальное соотношение для скорости газификации в момент зажигания

При нагреве пороха внешним тепловым потоком после зажигания происходит чрезвычайно быстрый разогрев тонкого, прилегающего к поверхности слоя пороха, сопровождающийся оттоком продуктов химической реакции от поверхности, которая перемещается с возрастающей до максимума скоростью с последующим ее уменьшением. Вне этого тонкого реакционного слоя, в силу инерционности передачи тепла, температурный профиль в порохе не успевает измениться. Как показывают эксперименты, существует заметное изменение в закономерности изменения скорости перемещения границы канала во времени (см. рис. 5). Одним из возможных объяснений этого факта может служить принятое здесь предположение о существовании при больших скоростях горения оттока продуктов сгорания от поверхности горения и самовоспламенение в газовой фазе [15] с нулевым потоком тепла в порох. (О правдоподобности объяснения можно заключить, анализируя разброс опытных точек относительно аппроксимационных кривых.) Поэтому для максимальной начальной скорости перемещения границы, определенной по изложенному выше способу, используется здесь термин «скорость газификации в момент зажигания».

Критерии подобия для скорости газификации в момент зажигания могут быть составлены из системы уравнений, справедливой для описания процессов, протекающих в толще пороха:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (c\rho T) = \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + u c \rho \frac{\partial T}{\partial y} + \rho Q z (1 - \beta)^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial \tau} = u \frac{\partial \beta}{\partial y} + z (1 - \beta)^n \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (4.2)$$

где  $u$  — скорость перемещения поверхности пороха;  $\beta$  — относительная концентрация вещества;  $n=0; 1$  — порядок реакции. Граничные и начальные условия для системы (4.1), (4.2):

$$y=0, q=0; y=\infty, T=T_n, \beta=0; \tau=\tau_s, T=T_s(y), \beta=\beta_s(y),$$

где  $T_s(y)$  и  $\beta_s(y)$  — профили температуры и концентрации, соответствующие моменту зажигания. Зависимости теплофизических параметров от температуры также опущены. Тогда первые интегралы уравнений (4.1), (4.2), распространенные на реакционный слой  $\Delta$  в порохе, с учетом сказанного выше составят

$$\frac{dQ_c}{d\tau} = -q_3 + u c \rho (T_s - T_{3c}) + \rho Q z \exp\left(-\frac{E}{RT_{sc}}\right) \int_{\Delta} (1 - \beta)^n e^{-(\bar{T}_s - \bar{T})} dy; \quad (4.3)$$

$$\frac{dB}{d\tau} = u \beta_s + z \exp\left(-\frac{E}{RT_{s0}}\right) \int_{\Delta} (1 - \beta^n) e^{-(\bar{T}_s - \bar{T})} dy, \quad (4.4)$$

где  $B$  — относительная доля продуктов химической реакции, накопленных в толще пороха, в расчете на единицу поверхности;  $s$  — индекс поверхности.

Можно ввести параметрические величины аналогично предыдущему случаю

$$\tau_0 = \frac{\lambda_0}{c_0 \rho_0 u_0^2}; \quad y_0 = \frac{\lambda_0}{c_0 \rho_0 u_0}; \quad T_0 = \frac{RT_{s0}^2}{E}; \quad c_0 = a_3,$$

где  $u_0$ ,  $T_{s0}$  — максимальная скорость перемещения границы и соответствующая ей температура поверхности. В этом случае левые части уравнений (4.3) и (4.4) окажутся равными нулю и из оставшихся членов можно получить следующие критерии:

$$k_3 = \frac{Q u_0 \beta_0 \rho}{q_3}; \quad k_4 = \frac{Q \beta_0 E}{c R T_{s0}^2};$$

$$k_5 = \frac{\lambda z (1 - \beta_0)^n \exp\left(-\frac{E}{RT_{s0}}\right)}{c \rho \beta_0 u_0^2}, \quad (4.5)$$

где  $T_{s0} = T_3 - q_3 / u_0 c_0 \rho_0 + \beta_0 \frac{Q}{c_0}$ ;  $\beta_0$  — глубина завершения реакции в к-фазе, зависящая от не поддающегося в настоящее время математическому описанию механизма диспергирования пороха, определяемого температурным профилем в реакционной зоне и давлением внешней среды (в первом приближении принимается постоянной величиной, равной 0,7, известной из экспериментов по стационарному горению [16]).

В результате обработки опытных данных получено соотношение для скорости газификации в момент зажигания

$$k_3 = \frac{1,7 \cdot 10^2}{k_4^{0,62} k_5}, \quad n = 1, \quad (4.6)$$

которое может служить исходным для постановки задачи о переходе к нестационарному горению пороха (рис. 7, б).

### 5. Соотношение для скорости нестационарного горения пороха

Реализующееся в определенный момент времени значение скорости нестационарного перемещения границы канала зависит от всей тепловой предыстории формирования прогретого слоя в толще пороха и мгновенных условий тепло- и массообмена на границе. В начальной стадии процесса газификации справедливы соотношения (4.3), (4.4), из которых в нестационарном режиме дополнительно к (4.5) можно

получить критерии  $\frac{u_0 \tau_0}{Q_{c_0}}$  и  $\frac{u_0^2 \tau_0^2}{E_0}$  и симплекс  $\frac{\tau}{\tau_0}$ . При выборе в качестве параметрических величин значений, отвечающих моменту зажигания, в силу связи (4.6) имеем один дополнительный независимый критерий  $k_{10} = \frac{a_0 \tau_0}{Q_{c_0}}$  и симплекс  $\bar{\tau} = \tau/\tau_0$ .

Обработка опытных данных дает соотношение

$$u = u_0 \exp [0,085 k_1 k_3 k_4^{0,62} (\bar{\tau}_3 - \bar{\tau})], \quad (5.1)$$

справедливое в режиме газификации до момента  $\tau = \tau_n$ , в который ощутимо изменение закономерности в зависимости  $u(\tau)$  и, как предполагается, достигается максимальная скорость нестационарного горения  $u_n$  (индекс  $n$  относится к этому моменту).

В режиме нестационарного горения получение зависимости  $u(\tau)$  в критериальной форме затруднительно в силу отсутствия необходимых данных для определения параметрических величин. Последние зависят от давления и начальной температуры (в опытах не менялась), поэтому составлена следующая аппроксимирующая зависимость для  $\tau > \tau_n$ :

$$u = u_k + (u_n - u_k) e^{-k\tau'} + a D e^{-a\tau'} - A e^{-\int_0^{\tau'} \lambda d\tau} \sin \left( \int_0^{\tau'} \omega d\tau \right), \quad (5.2)$$

где  $u_k = u_1 + u_2 (1 - e^{-a\tau'})$  — аппроксимация квазистационарной скорости  $u_k$  от времени, отвечающей зависимости  $p(\tau)$

$$\tau' = \tau - \tau_n; A = \frac{u_{кн}}{\omega_n u_k} [0,0085 k_3 k_1 k_4^{0,62} \cdot u_n - k(u_n) - u_{кн} - a^2 D].$$

Для пороха Н  $u_n = 0,24 p^{0,34}$  см/с;  $k = 1,8 \frac{u_n^2}{\kappa}$  1/с;  $\lambda = 0,21 p^{1,54}$  1/с;  $\omega = 43,3 p^{0,62}$  1/с;  $D = 0,3 u_2 p^{-1,4}$  см/с. Для пороха Н+2% MgO  $u_n = 0,27 p^{0,38}$  см/с;  $k = 1,7 \frac{u_n^2}{\kappa}$  1/с;  $\lambda = 0,22 p^{1,6}$  1/с;  $\omega = 38,5 p^{0,65}$  1/с;  $D = 0,3 u_2 p^{-1,5}$  см/с. Давление  $p$  — в барах.

В силу существенного разброса (одностороннего) амплитуды колебаний скорости горения до 70%, частоты до 40%, можно говорить лишь о полуколичественном определении нестационарной составляющей в (5.2). Малые значения коэффициента затухания в (5.2) находятся в согласии с наблюдающимися автоколебаниями скорости горения в последующее время и свидетельствуют в пользу представления скорости перемещения двумя видами соотношений.

Наблюдаемые частоты колебаний скорости горения в 1,5÷3 раза меньше оцененных теоретическим путем [17] по опытным данным [18].

Поступила в редакцию  
15/XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Зарко, В. Ф. Михеев и др. ФГВ, 1971, 7, 1.
2. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, В. М. Розенбанд. ФГВ, 1971, 7, 1.
3. У. И. Гольдшлегер, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 3.
4. В. Е. Зарко, В. Ф. Михеев и др. В сб. Горение и взрыв. М., «Наука», 1973.
5. Г. И. Жерносеков, Н. А. Каратыгин и др. II Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тез. докл. Черногловка, изд. ФИХФ АН СССР, 1969.
6. А. М. Трохан. ПМТФ, 1962, 2.

7. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
8. И. С. Березин, Н. П. Жидков. Методы вычислений. Т. 2. М., «Наука», 1966.
9. И. Б. Светличный, А. Д. Марголин, П. Ф. Похил. ФГВ, 1971, 7, 2.
10. З. Р. Горбис. Теплообмен и гидромеханика дисперсных сквозных потоков. М., «Энергия», 1970.
11. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М., Машгиз, 1957.
12. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. В сб. Тепло-массоперенос. Т. 2. Минск, «Наука и техника», 1968.
13. П. К. Конаков. Теория подобия и ее применение в теплотехнике. М., ГЭИ, 1959.
14. А. А. Ковальский, С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев. ФГВ, 1967, 3, 4.
15. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Изв. АН СССР, ОХН, 1963, 3.
16. В. М. Мальцев, П. Ф. Похил. ПМТФ, 1963, 2.
17. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1973.
18. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский и др. Докл. АН СССР, 1966, 169.

УДК 536.46+517.9

## СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ТВЕРДОФАЗНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОПОТЕРЬ

*К. Г. Шкадинский, М. И. Лебедева*  
(Черноголовка)

Распространение фронта горения в реальных условиях сопровождается теплопотерями в окружающую среду, которые могут привести к срыву горения. Впервые это явление теоретически было рассмотрено Я. Б. Зельдовичем [1].

По мере роста теплопотерь нарушается одномерность структуры фронта, но несмотря на это, влияние теплопотерь на процесс распространения пламени изучают обычно на одномерной модели, рассматривая систему уравнений:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \rho QW(T, \eta) - L(T - T_n); \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = W(T, \eta), \quad (2)$$

где  $T_n$  — температура окружающей среды;  $\eta$  — глубина превращения;  $L$  — эффективный коэффициент теплообмена;  $W(T, \eta)$  — скорость химической реакции;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $\rho$  — плотность;  $c$  — теплоемкость;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности. Такое упрощение приводит к максимально простой модели, причем  $T$  и  $\eta$  можно трактовать как усредненные с некоторым весом по сечению величины [2].

В общем случае систему (1)—(2) решают численно, используя обычно следующие два подхода. Первый заключается в решении нестационарной системы (1)—(2) до установления движущегося с постоянной скоростью фронта горения [3], второй — в нахождении решения в форме бегущей волны. Достоинства первого метода — отсутствие принципиальных затруднений при его реализации и возможность непосредственного решения вопроса об устойчивости фронта. Второй подход хотя и не позволяет непосредственно установить устойчивы ли полученные решения, но является не столь громоздким и требует существенно меньше машинного времени по сравнению с первым. Именно поэтому второй метод мог получить большее распространение, если бы