

## МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ИНГИБИРОВАННЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

© 2001 г. Б. С. Ермолаев, А. А. Сулимов, А. А. Беляев, А. В. Романьков, В. С. Посвянский

*Институт химической физики Российской академии наук, Москва*

Поступила в редакцию 13.01.2000

Разработана теоретическая модель горения высокоплотных зарядов, изготовляемых из пороховых зерен, ингибированных пленкой инертного материала. Дан анализ экспериментальных данных, необходимых для определения входных параметров задачи, обсуждаются результаты расчетов, проводится сравнение расчетов с экспериментальными данными.

Обработка поверхности частиц пороха ингибитором является наиболее эффективным способом регулирования уровня и динамики изменения скорости фронта реакции и интенсивности газообразования при горении зерновых пороховых зарядов [1–6]. Широкие возможности связаны с использованием зарядов повышенной плотности, изготовляемых прессованием из мелких зерен, модифицированных ингибитором, которые ниже мы будем называть высокоплотными зарядами конвективного горения (ВЗКГ). К числу наиболее эффективных ингибиторов конвективного горения относятся инертные материалы, которые образуют на поверхности пороховых частиц тонкую пленку, обладающую высокой адгезией к пороху. В эту группу входят поливинилбутираль, поливинилацетат, этилцеллюлоза и пр., которые исследовались в [1–6].

Наличие пленки ингибитора придает конвективному горению ВЗКГ ряд особенностей. Во-первых, поверхность порохового зерна, модифицированного ингибитором, воспламеняется труднее (т.е. при большем количестве тепла, передаваемого от газа в ходе конвективного нагрева) и с более длительной задержкой, чем исходный порох. В случае ингибитора пленочного типа процесс воспламенения пороха включает нагрев и удаление (путем термического разложения) инертной пленки, покрывающей поверхность пороха. При этом газообразные продукты пиролиза ингибитора, попадая в газовую фазу, снижают температуру газа, что также затягивает воспламенение.

Во-вторых, модификация поверхности порохового зерна изменяет также интенсивность, с которой происходит горение порохового зерна сразу после воспламенения. Дело в том, что воспламенение наружной поверхности зерен, ингибированных добавками пленочного типа, носит очаговый характер [5]. Первоначальные очаги горения образуются спустя некоторое время задержки в ме-

стах дефектов покрытия, которые вскрываются в результате абляции полимера под действием теплового потока. Затем поверхность очагов растет, появляются новые очаги, сливающиеся друг с другом, и, наконец, горение охватывает всю наружную поверхность. Эти процессы обеспечивают непрерывное увеличение поверхности горения с темпом, который зависит от многих факторов, прежде всего, от толщины пленки. Еще одним фактором, влияющим на постепенность охвата горением наружной поверхности зерна, является начальная пористость (плотность) заряда. Это связано с тем, что лишь часть наружной поверхности зерен, образующих прессованный заряд, открыта для воздействия горячими газами, образуя поверхность пор. Остальную часть составляют пятна контакта соседних зерен. Они остаются недоступными для нагрева горячими газами, пока не произойдет диспергирование заряда. Если в случае заряда насыпной или близкой ей плотности пятна контакта занимают небольшую площадь и их вкладом в процесс охвата горением наружной поверхности зерен можно пренебречь, то в случае зарядов с пористостью на уровне 10–15% пятна контакта занимают уже 60–75% поверхности зерен. В результате даже после диспергирования на отдельные зерна требуется некоторое время, чтобы горение охватило всю наружную поверхность воспламенившихся зерен.

Процессы, отмеченные выше, приводят к тому, что характеристики горения ВЗКГ, как в экспериментальных установках, так и в практических устройствах, оказываются зависящими от большого числа факторов различной природы. Установление роли и эффекта этих факторов экспериментальным путем – весьма трудоемкое дело. Разработка и использование адекватной теоретической модели позволяет существенно облегчить задачу.

Ниже кратко рассмотрены основы теоретической модели горения ВЗКГ. Дается анализ экспериментальных данных, необходимых для определения входных параметров задачи, обсуждаются результаты расчетов, проводится сравнение расчетов с экспериментальными данными.

### 1. МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ ВЗКГ С ИНГИБИТОРОМ ПЛЕНОЧНОГО ТИПА

Предлагаемая модель является модификацией модели конвективного горения, которая подробно рассмотрена ранее [7, 8]. Исходная модель основана на положениях механики многофазных реагирующих сред [9] и отличается от других существующих моделей [10–13] лишь отдельными деталями. В исходной модели предполагается, что среда состоит из двух фаз, непрерывно распределенных в каждой точке пространства: твердой фазы, образуемой исходным порошком, и газовой фазы, образуемой продуктами его сгорания, и заполняющей поры (промежутки между зёрнами пороха и каналы в зёрнах). Фазы подчиняются различным уравнениям состояния и имеют различные температуру, плотность, энергию, давление и скорость течения. Фактически характеристики среды в каждой точке есть результат осреднения по объему, содержащему достаточно большое количество элементов среды (зерен пороха или пор), но имеющему малые размеры по сравнению с характерными размерами анализируемого течения. Исходная модель [7] учитывает фильтрацию газов в порах, конвективную передачу тепла от газов к поверхности пор, зажигание поверхности пор при достижении на ней заданных условий воспламенения, горение пороха с объемной скоростью, равной произведению удельной поверхности зерен на скорость послонного горения, а также уплотнение (уменьшение пористости) и течение зерен пороха под действием возникающих давлений.

Рассмотрим заряд с начальной пористостью  $\phi_0$ , изготовленный из мелких пороховых зерен. Предположим, что зёрна не имеют каналов или вкладом каналов в конвективное горение можно пренебречь. В качестве геометрической характеристики зёрна используем средний гидравлический диаметр  $d_0$ . Примем, что зёрна несжимаемы, но деформируемы. Другими словами, при увеличении давления пренебрегается изменением плотности и диаметра зёрна, тогда как пористость заряда может уменьшаться в соответствии с реологическим уравнением, которое будет рассмотрено ниже.

Основу системы уравнений составляют уравнения неразрывности, движения, сохранения энергии и состояния для двухфазной среды. В приближении одномерной модели с плоским фронтом

эти уравнения имеют обычный вид [7]:

$$\partial(\rho_g \phi) / \partial t + \partial(\rho_g \phi U_g) / \partial x = \dot{M}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial(\rho_g \phi U_g) / \partial t + \partial(\rho_g \phi U_g^2) / \partial x + \\ + \phi \partial P / \partial x = \dot{M} U_k - \dot{F}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial(\rho_g \phi E_g) / \partial t + \partial(\phi U_g \rho_g E_g) / \partial x + \\ + \partial(\phi U_g P) / \partial x + P \partial \phi / \partial t = -\dot{F} U_k + \dot{Q}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\partial \phi / \partial t - \partial[U_k(1 - \phi)] / \partial x = \dot{M} / \rho_k, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \partial[(\rho_k U_k(1 - \phi))] / \partial t + \partial[(\rho_k U_k + \sigma)(1 - \phi)] / \partial x + \\ + (1 - \phi) \partial P / \partial x = \dot{F} - \dot{M} U_k, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} P = \rho_g e_g (\gamma - 1) / (1 - V_0 \rho_g), \quad e_g = c_v T_g, \\ \rho_k = \rho_B X_B + \rho_P (1 - X_B) = \text{const}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь индексы “g” и “k” относятся к газовой и твердой фазам, индексы “B” и “P” – к ингибитору и пороху; соответственно;  $\phi$  – пористость (доля объема, занимаемая газом);  $\rho$  – плотность;  $P$  – давление;  $e_g$  и  $E_g = e_g + U_g^2/2$  – внутренняя и полная энергия газа;  $T$  – температура;  $\sigma$  – межгранулярное напряжение;  $\gamma$ ,  $V_0$  и  $c_v$  – показатель адиабаты, коволюм и удельная теплоемкость газа;  $\dot{M}$  и  $\dot{Q}$  – интенсивности межфазного обмена массой и энергией, связанные с регрессией (горением) твердой фазы и конвективной теплопередачей;  $\dot{F}$  – интенсивность межфазного трения;  $X_B$  – массовая доля ингибитора. Из-за условия, что твердая фаза несжимаема, энергия твердой фазы не входит в число определяющих параметров течения. Поэтому соответствующее уравнение сохранения отсутствует.

Для расчета межфазного трения используется известное полуэмпирическое уравнение типа Форхгаймера:

$$\dot{F} = A_s \rho_g (U_g - U_k) |U_g - U_k| (b_1 + b_2 / \text{Re}). \quad (7)$$

Здесь  $A_s = 4\phi/d_p$  – удельная поверхность пор,  $d_p$  – диаметр пор;  $\text{Re} = \rho_g d_p |U_g - U_k| / \mu_g$  – число Рейнольдса,  $\mu_g$  – коэффициент вязкости газа;  $b_1$  и  $b_2$  – эмпирические константы.

Диаметр пор и диаметр зерен связаны соотношением

$$d_p = 2\phi d_0 K_1 / 3(1 - \phi). \quad (8)$$

Здесь коэффициент  $K_1$  учитывает, во сколько раз  $A_s$  меньше удельной поверхности зерен  $A = 6(1 - \phi)/d_0$ . Он равен единице при умеренной пористости заряда, когда справедлива модель идеального грунта. При уменьшении пористости

ниже 0.25 коэффициент  $K_1$  монотонно растет по мере того, как пятна контакта между соседними зернами закрывают все большую часть наружной поверхности зерен.

Изменение диаметра зерен, вызванное регрессией пленки ингибитора и пороха, связано с интенсивностью межфазного обмена массой уравнением

$$\partial d_0/\partial t + U_k \partial d_0/\partial x = -\frac{\dot{M}d_0}{3\rho_k(1-\phi)} \quad (9)$$

Величины  $\dot{M}$  и  $\dot{Q}$  вычисляются по формулам

$$\dot{M} = \begin{cases} 0, & E_1 = 0, \\ A_s \dot{m}_B, & E_1 = 1, \quad E_2 = 0, \\ A\rho_p u_p G(\tau), & E_1 = 1, \quad E_2 = 1, \end{cases} \quad (10)$$

$$\dot{Q} = \begin{cases} \dot{M}(e_p + P/\rho_p + U_k^2/2), & E_2 = 1, \\ \dot{M}(c_B T_B + P/\rho_B + U_k^2/2) - \\ - A_s \alpha_s (T_g - T_{k_s}), & E_2 = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь  $m_B$  – массовая скорость регрессии пленки ингибитора;  $u_p = BP^{\nu} \exp\beta(T_0 - T_{ref})$  – скорость послынного горения пороха;  $G(\tau)$  – переходная функция времени, отсчитываемого от момента воспламенения зерна, которая учитывает охват горением наружной поверхности зерна. Переключатели  $E_1$  и  $E_2$  изменяют свои значения с 0 на 1 в моменты, когда начинается регрессия пленки ингибитора и воспламеняется порох, соответственно.

Воспламенение пороха при конвективном горении осуществляется под действием конвективного потока тепла от горячих газов, проникающих в поры. В исходной модели для определения момента воспламенения пороха в каждой точке по длине заряда вводится ячейка, которая представляет цилиндрический канал, окруженный сводом пороха. Ячейка на микроуровне моделирует пору. Поэтому диаметр канала равен среднему диаметру пор в данной точке, а толщина свода вычисляется, исходя из диаметра поры и пористости. В своде ячейки решается уравнение теплопроводности. Характеристики газа, заполняющего канал, равны характеристикам газовой фазы в данной точке. На поверхности канала используется граничное условие третьего рода.

В модифицированной модели используется ячейка с двухслойным сводом: в исходном состоянии пленка ингибитора покрывает внутреннюю

поверхность свода, отделяя газ от пороха. Толщина пленки ( $h_B$ ) определяется формулой

$$h_B = d_0 \rho_p X_B / 6\rho_B(1 - X_B).$$

Прогрев свода определяется уравнением теплопроводности

$$\begin{aligned} \partial T_k/\partial t + U_k \partial T_k/\partial x = \\ = a_j [\partial^2 T_k/\partial r^2 + (1/r)\partial T_k/\partial r]. \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь  $T_k$  – температура в своде ячейки,  $a$  – коэффициент теплопроводности, индекс “ $j$ ” имеет два значения:  $j = B$  в слое ингибитора и  $j = P$  в слое пороха. Уравнение (12) решается в каждой точке по длине заряда на радиальном интервале  $d_p/2 \leq r \leq r_c$  с подвижной левой границей и следующими граничными условиями на поверхности поры при  $r = d_p/2$ :

$$\lambda_j \partial T_k/\partial r = \dot{q}_s - \dot{m}_B Q_B, \quad (13)$$

на границе между пленкой ингибитора и порохом при  $r = r_b$ :

$$\lambda_B (\partial T_k/\partial r)_+ = \lambda_P (\partial T_k/\partial r)_-, \quad (14)$$

на внешней границе ячейки при  $r = r_c$ :

$$\partial T_k/\partial r = 0. \quad (15)$$

Здесь  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $\dot{q}_s = \alpha_s (T_g - T_{k_s})$  – плотность потока тепла, падающего на поверхность канала;  $\alpha_s = \lambda_g \text{Nu}/d_p$  – коэффициент теплообмена;  $\text{Nu} = b_3 + b_4 \text{Re}^m$  – число Нуссельта;  $b_3, b_4$  и  $m$  – эмпирические константы;  $T_{k_s}$  – температура на поверхности поры;  $Q_B$  – эндотермический тепловой эффект реакции пиролиза пленки ингибитора,  $r_b = d_p/2 - h_B$  и  $r_c = d_p/2 \phi_0^{1/2}$ . Уравнения ячейки замыкаются уравнением на скорость пиролиза пленки:

$$\dot{m}_B = Z_B \exp(-E_B/RT_{k_s}), \quad (16)$$

где  $Z_B$  и  $E_B$  – эмпирические константы.

Уравнения ячейки (12)–(16) делают задачу двумерной, что существенно увеличивает объем вычислений. Чтобы избежать этого, мы использовали следующий приближенный подход. Процесс, происходящий в ячейке, можно разбить на следующие стадии. Первая стадия – инертный нагрев свода ячейки, затем происходит пиролиз пленки ингибитора и ее полное удаление, третья стадия – нагрев и воспламенение пороха. Как показывают простые оценки, на первой стадии прогревается лишь очень небольшая часть свода ячейки, примыкающая к поверхности поры. Поэтому для этой стадии можно воспользоваться известным решением задачи о прогреве бесконечно

толстого слоя потоком тепла, падающим на его поверхность [14]:

$$T_{k_s}(x, t) = \frac{1}{(\pi \lambda_k \rho_k c_k)^{1/2}} \int_0^t \frac{\dot{q}_s(x, \eta) d\eta}{(t - \eta)^{1/2}}. \quad (17)$$

Что касается стадии пиролиза пленки, то, как известно, этот процесс характеризуется высокой энергией активации, так что  $E_B/RT_{k_s}$  много больше 10. Это означает, что широкому диапазону скоростей газификации отвечает изменение температуры поверхности в диапазоне нескольких десятков градусов. Фактически скорость пиролиза контролируется потоком тепла, поступающего на поверхность пленки, а температура быстро подстраивается под эту скорость в соответствии с уравнением (16). Окончательно приближенная модель процесса опирается на допущение, что пиролиз протекает в квазистационарном режиме при постоянной температуре  $T_B$  на поверхности. Для расчета скорости газификации вместо уравнения (16) используется другое уравнение, которое выводится модификацией граничного условия (13):

$$\dot{m}_B = \alpha_s(T_g - T_B) / [Q_B + c_B(T_B - T_0)]. \quad (18)$$

Условие перехода от стадии инертного нагрева к стадии пиролиза:  $T_{k_s} = T_B$ . Переход от стадии пиролиза пленки к воспламенению пороха проще всего определить с помощью суммарного количества тепла  $q_s$ , поступившего на единицу поверхности поры в процессе конвективного теплообмена, которое определяется уравнением

$$\partial q_s / \partial t + U_k \partial q_s / \partial x = \alpha_s(T_g - T_{k_s}). \quad (19)$$

Воспламенение происходит, когда  $q_s$  достигает пороговой величины, необходимой, чтобы полностью удалить пленку и создать в порохе тепловой слой волны горения:

$$q_{cr} = h_B \rho_B [Q_B + c_B(T_B - T_0)] + \lambda_p (T_{ig} - T_0) / u_p; \quad (20)$$

здесь  $T_{ig}$  – температура на поверхности горения пороха.

Постепенность охвата порохового зерна горением после воспламенения учитывается переходной функцией  $G(\tau)$ , которая обеспечивает изменение поверхности горения зерна от исходной  $A_s$  (в момент воспламенения) до полной поверхности  $A$ . Для ее определения мы применили эмпирический подход. Были проведены специальные эксперименты, соответствующие условиям ствольного выстрела, с тем, чтобы определить вид переходной функции, относительную площадь первоначальных очагов горения ( $\Sigma_0$ ) в момент воспламенения на наружной поверхности ингибированных зерен, а также зависимость  $\Sigma_0$  и  $G(\tau)$  от типа и

толщины пленки ингибитора и внешних факторов, прежде всего, уровня давления.

Опыты проводились в модельной ствольной установке калибром 14.5 мм с записью давления в зарядной камере с помощью пьезодатчика. Записи давления обрабатывали с помощью специальной баллистической программы с использованием данных по силе пороха и коволюму и вычисляли удельную поверхность горения. Применялись заряды специальной формы, так называемые моноблоки всестороннего горения, позволяющие свести к минимуму вклад стадии распространения фронта горения на весь заряд. Моноблок всестороннего горения изготовлялся из мелкозернистого пироксилинового пороха ВУ, ингибированного 3 вес. % поливинилбутираля, и состоял из вкладных таблеток-дисков с центральным каналом и толщиной свода около 5 мм, воспламеняемых по всем поверхностям. В опытах варьировались следующие параметры: содержание пленочного ингибитора, плотность заряда и вес метающего тела, т.е. уровень давления при выстреле. Пример результатов эксперимента приведен на рис. 1. На основании полученных результатов сделаны следующие выводы.

1. Начальная величина удельной поверхности горения  $A_b$  практически не чувствительна к изменению содержания ингибитора и уровня давления при выстреле, но уменьшается при повышении плотности заряда. Она почти совпадает с величиной удельной поверхности пор  $A_s$ , рассчитанной в предположении, что рассматриваемое пористое тело составлено из кубически упакованных зерен, имеющих первоначально сферическую форму и испытывающих пластическую деформацию в процессе упаковки до заданной плотности (см. таблицу).

2. На участке прогрессивного горения удельная поверхность горения растет пропорционально времени.

3. Время полного охвата поверхности зерна горением уменьшается по мере уменьшения содержания ингибитора, но нечувствительно к изменению плотности заряда и уровня давления выстрела.

Аналогичные результаты были получены в опытах с другим ингибитором – поливинилацетатом и на порохах с более крупным зерном. Они показали, что определяющей характеристикой является толщина пленки ингибитора, и что в диапазоне толщин пленки от нескольких микрон до 30–35 мкм выполняются общие закономерности, которые могут быть представлены следующими формулами. В качестве переходной функ-

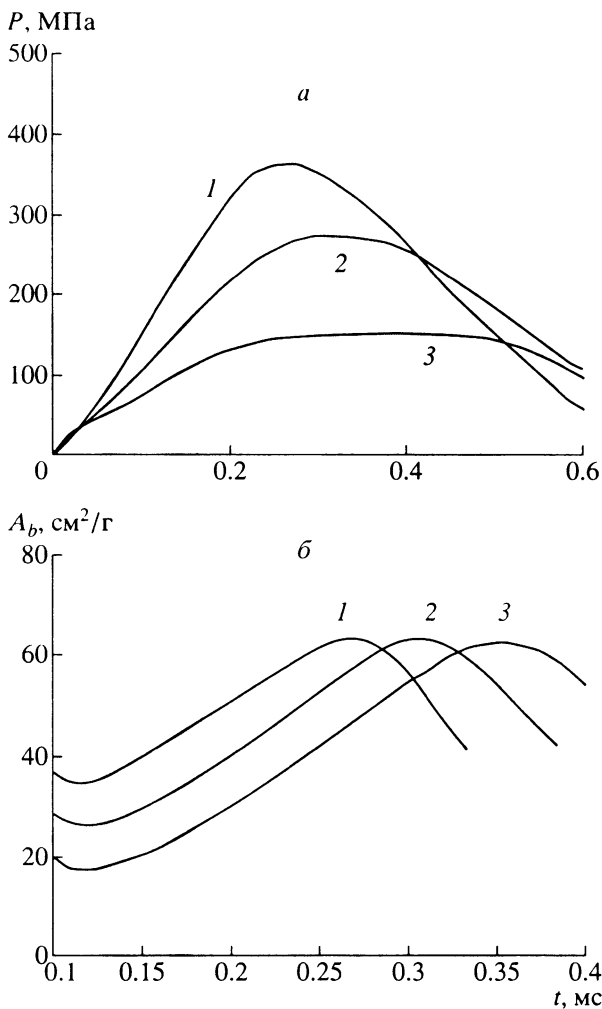


Рис. 1. Экспериментальные кривые давление–время, полученные в ствольной установке (а), и удельные поверхности горения, полученные обработкой этих кривых (б). Моноблок всестороннего горения, изготовленный из пироксилинового пороха ВУ, ингибированного 3 вес. % поливинилбутирала, при различных плотностях заряда: 1.22 (1), 1.42 (2), 1.52 г/см<sup>3</sup> (3).

ции  $G(\tau)$  может быть использована линейная зависимость

$$G(\tau) = \Sigma_0 + g\tau. \quad (21)$$

**Сопоставление минимальной удельной поверхности горения, измеренной при выстреле (моноблок всестороннего горения, порох ВУ + 3% ПВБ), с удельной поверхностью, рассчитанной для кубической упаковки деформируемых зерен**

Плотность заряда, г/см <sup>2</sup>	Пористость	$\Sigma_0$ (эксперимент)	$A_b/A$ (расчет)
1.24	0.215	0.47	0.57
1.42	0.1	0.36	0.35
1.52	0.05	0.22	0.22

Здесь  $\Sigma_0$  принимается известной функцией начальной пористости заряда, примерно равной отношению поверхности пор к наружной поверхности зерен (или  $1/K_1$ ), которая может быть получена либо расчетным путем, либо экспериментально; коэффициент  $g$  (в мс<sup>-1</sup>) обратно пропорционален толщине пленки (в микронах):

$$g = (1 - \Sigma_0)/0.038h_B. \quad (22)$$

Формула для межгранулярного напряжения выведена в предположении, что пороховой заряд представляет собой твердое низкопористое тело, которое обладает прочностью как на сжатие, так и на растяжение. Мы пренебрегли упругими деформациями и приняли, что пластические деформации (и, следовательно, течение твердой фазы) возникают, когда межгранулярное напряжение  $\sigma$  превысит предел текучести заряда  $\sigma_c$ , который принимается известной функцией начальной пористости заряда. Величина  $\sigma$  за пределом текучести определяется как функция пористости заряда:

$$\sigma = \begin{cases} \sigma = \sigma_c(1 - \phi)^{1/2}, & \phi_e \leq \phi \leq 1, \\ \sigma = \sigma_m(1 - \phi/\phi_e)^r, & \phi_A \leq \phi \leq \phi_e, \\ \sigma = \sigma_A/\phi, & \phi < \phi_A. \end{cases} \quad (23)$$

Здесь  $\sigma_m$  и  $r$  – эмпирические константы;  $\phi_e$  – пористость заряда насыпной плотности;  $\sigma_A$  – константа условной функции, которая обеспечивает неограниченное возрастание  $\sigma$  при очень низкой пористости. В области, занятой аэровзвесью, для устранения проблем, связанных с негиперболичностью системы исходных уравнений, учтено межгранулярное напряжение, создаваемое при хаотическом столкновении горящих частиц пороха. Константа  $\sigma_c$  задается, исходя из условия, чтобы все корни характеристического уравнения рассматриваемой системы уравнений оставались действительными. Предел текучести вычисляется по формуле (23), если положить  $\phi = \phi_0$ .

При возникновении растягивающих напряжений, не превышающих по амплитуде предел прочности заряда на растяжение ( $\sigma_{ext}$ ), пористое тело рассматривается как недеформируемое. При достижении предела прочности растягиваемая часть заряда теряет сплошность и диспергирует. При этом на границе между твердым телом и диспергированной взвесью сохраняется условие  $\sigma = -\sigma_{ext}$ , которое определяет скорость перемещения фронта диспергирования.

Граничные условия на концах расчетной области  $[0, L]$  вдоль оси  $X$  моделируют заряд, правый торец которого закрыт заглушкой. Следовательно, при  $x = L$   $U_g = U_k = 0$ .

**Левый** торец заряда соединен с буферной емкостью, которая в начальный момент предполагается заполненной горячими газами повышенного давления, создаваемыми при сгорании воспламенителя. Буферная емкость может быть дополнительно снабжена соплом, через которое горячие газы из емкости могут выбрасываться наружу. При  $t > 0$  газы из буферной емкости втекают в поры заряда и инициируют горение. По мере развития процесса давление в заряде может превысить давление в емкости, и газы вместе с увлекаемыми ими горячими частицами пороха будут вытекать в емкость.

Рассматривая буферную емкость как реактор полного смешения, запишем уравнения сохранения для массы и энергии газов и массы твердых частиц:

$$d(\rho_g^v \phi^v)/dt = -J_g^T/L_v + \rho_k A^v u_p - NSP^v/L_v, \quad (24)$$

$$d(\phi_g^v e_g^v \rho_g^v)/dt = -[J_g^T(e_g^T + P_g^T/\rho_g^T)]/L_v + \rho_k A^v u_p (e_p + P^v/\rho_k) - NSP^v(e_g^v + P_g^v/\rho_g^v)/L_v, \quad (25)$$

$$d(\phi_k^v)/dt = -A^v u_p - \phi_k^v U_k^v/L_v. \quad (26)$$

Здесь верхние индексы "v" и "T" относятся соответственно к буферной емкости и торцу заряда ( $x = 0$ ),  $L_v$  – длина буферной емкости,  $N$  – коэффициент истечения газов из сопла,  $S$  – отношение площади критического сечения сопла к площади поперечного сечения емкости,  $A^v = 6(1 - \phi_g^v)/d_0^T$ .

Условия стыковки на границе буферная емкость – заряд при  $x = 0$  зависят от направления течения и величины скорости. На стадии воспламенения заряда, когда газы втекают в поры заряда из емкости с дозвуковой скоростью, используются условия  $P_v = P_T$  и  $e_v = e_T$ . Те же условия используются, когда вещество втекает в емкость. Наконец, если скорость газов, втекающих в емкость, достигает скорости звука, используется одно условие:  $U_g = (\gamma RT_{gv})^{1/2}$ .

Замыкают задачу начальные условия, которые задаются в виде однородных по длине заряда начальных значений для всех характеристик фаз, нулевых значений скоростей течения и повышенных (относительно заряда) значений для давления и температуры газа в буферной емкости, которые соответствуют характеристикам воспламенителя.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Задача решалась численно с использованием неявной разностной схемы с матричной прогонкой. Расчетная сетка по длине заряда, однородная в начальный момент времени, трансформирова-

лась в ходе вычислений, сгущаясь в зонах, где градиенты переменных возрастали, и разреживаясь там, где они уменьшались. В результате в типичных вариантах в ходе вычислений число расчетных точек увеличивалось примерно в 2.5–3 раза, а расстояние между соседними точками в зоне сгущения уменьшалось в несколько сотен раз по сравнению с начальными значениями. Процедура адаптируемой сетки взята из работы [15].

Ниже представлены три серии расчетов. Первая серия была направлена на качественное изучение поведения процесса с варьированием в широком диапазоне основных свойств заряда и начальных условий. При этом, чтобы облегчить интерпретацию результатов расчетов, мы не учитывали эффект постепенности охвата горением пороховых зерен, т.е. полагали, что  $G(\tau) = 1$ . Вторая серия расчетов проведена с целью воспроизвести конкретные экспериментальные данные по конвективному горению зарядов. Эта серия включала учет постепенности охвата горением пороховых зерен в соответствии с данными, которые приведены выше в виде формулы (22) и таблицы. Обе серии расчетов проводили для буферной емкости малого объема без сопла, что обеспечивало условия возрастающего давления. Наконец, третья серия расчетов проведена для моделирования квазистационарного конвективного горения в условиях (буферная емкость большого объема с соплом), которые обеспечивают поддержание давления в емкости на приблизительно постоянном уровне.

Мы не приводим здесь из экономии места примеры, иллюстрирующие распределение основных параметров течения в волне конвективного горения и их эволюцию во времени. Качественно они не отличаются от результатов расчетов, проведенных ранее для конвективного горения неингибированных материалов [1, 6–7, 13]. Лишь зона прогрева и воспламенения пороха оказалась более протяженной из-за наличия пленки ингибитора. На рис. 2 и 3 даны примеры траектории фронта конвективного горения и зависимости скорости конвективного горения от давления во фронте пламени, рассчитанные для вариантов с различным содержанием ингибитора. Расчет проведен для базового варианта первой серии, который воспроизводит конвективное горение заряда длиной 10 см и начальной пористостью 20%, изготовленного из пироксилинового пороха с зерном размером 1.05 мм, ингибированным 4 вес. % поливинилбутираля. Каждую кривую на рис. 2 можно условно разбить на два участка – начальный участок с меньшим наклоном сменяет участок с более крутым наклоном. Это различие можно понять, если принять во внимание кривые изменения максимального давления, которые приведены на рис. 4. Видно, что если на первом участке максимальное давление мало изменяется, оставаясь

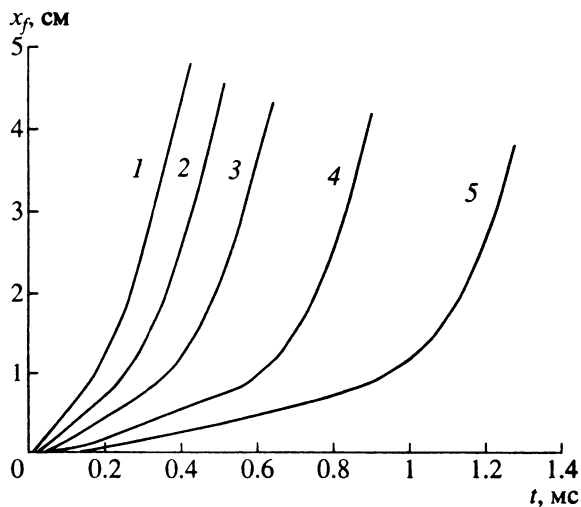


Рис. 2. Траектории фронта ( $x_f$ ) конвективного горения, рассчитанные для вариантов с различным содержанием ингибитора (в вес. %): 0.2 (1), 1.0 (2), 2.0 (3), 4.0 (4), 7.0 (5).

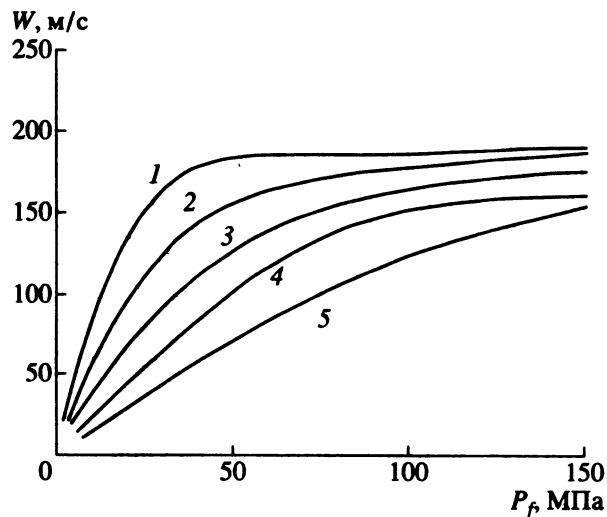


Рис. 3. Связь между скоростью конвективного горения  $W$  и давлением  $P_f$  во фронте пламени для вариантов с различным содержанием ингибитора (в вес. %): 0.2 (1), 1.0 (2), 2.0 (3), 4.0 (4), 7.0 (5).

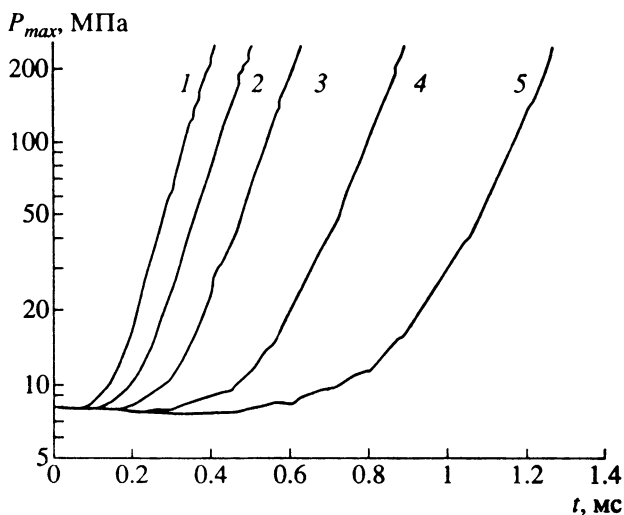


Рис. 4. Изменение во времени максимального давления в волне горения, рассчитанные для вариантов с различным содержанием ингибитора (в вес. %): 0.2 (1), 1.0 (2), 2.0 (3), 4.0 (4), 7.0 (5).

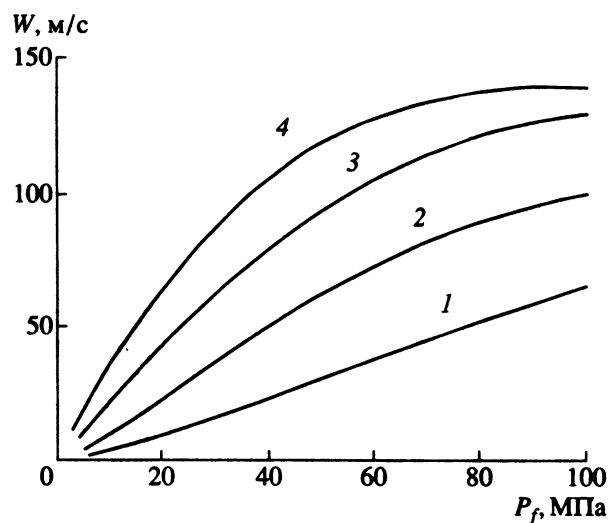


Рис. 5. Влияние начальной пористости заряда на скорость конвективного горения. Пористость: 1 – 10%, 2 – 15%, 3 – 20%, 4 – 25%.

близким начальному давлению, которое создает воспламенитель, то на втором участке происходит быстрый экспоненциальный рост давления.

Увеличение содержания ингибитора приводит к уменьшению скорости конвективного горения на обоих участках и к более медленному росту давления. Рисунки 5–7 демонстрируют изменение скорости конвективного горения (при одинаковом давлении на фронте), который наблюдается при увеличении начальной пористости заряда, размера зерна и константы в законе скорости слоистого горения. Из других эффектов можно

отметить влияние начального давления, создаваемого воспламенителем. При увеличении этого давления существенным образом возрастает скорость на начальном участке траектории фронта. Однако если эти данные представить в координатах скорость фронта – давление во фронте, то окажется, что кривые для давлений воспламенителя, изменяющихся в интервале от 4 до 24 МПа лежат очень близко друг к другу.

В целом, закономерности, полученные в расчетах, полностью подтверждаются имеющимися экспериментальными данными [1, 3, 4].

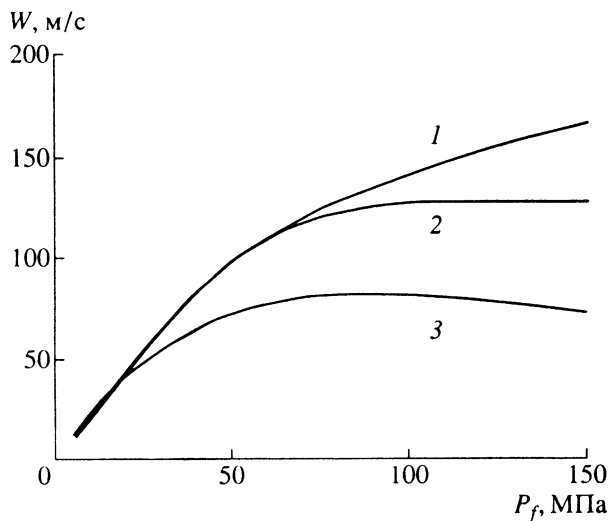


Рис. 6. Влияние размера зерна на скорость конвективного горения. Размер зерна (в мм): 0.5 (1), 1.05 (2), 2.1 (3).

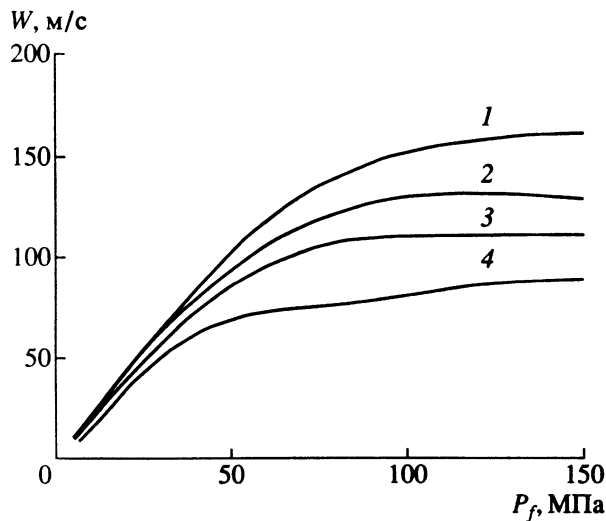


Рис. 7. Влияние константы в законе скорости послыоного горения на скорость конвективного горения. Константа (в  $\text{мм} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МПа}^{-1}$ ): 1.0 (1), 0.7 (2), 0.5 (3), 0.3 (4).

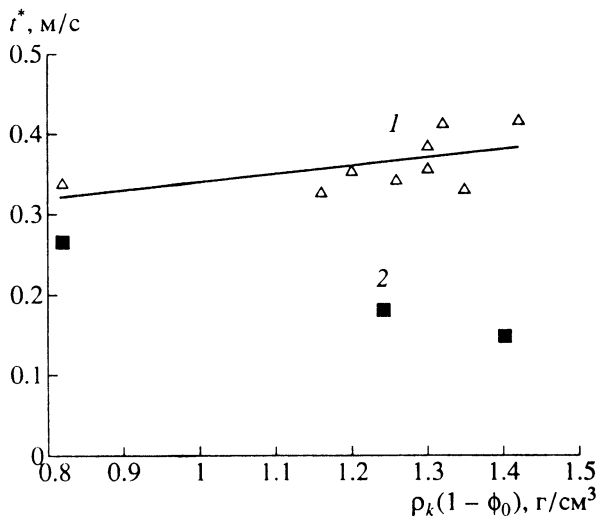


Рис. 8. Влияние начальной плотности заряда на характерное время изменения максимального давления, которое измеряется на участке его экспоненциального роста: 1 – заряд из ингибированных зерен, 2 – заряд из исходных зерен без ингибитора. Значки – эксперимент, сплошная линия – расчет.

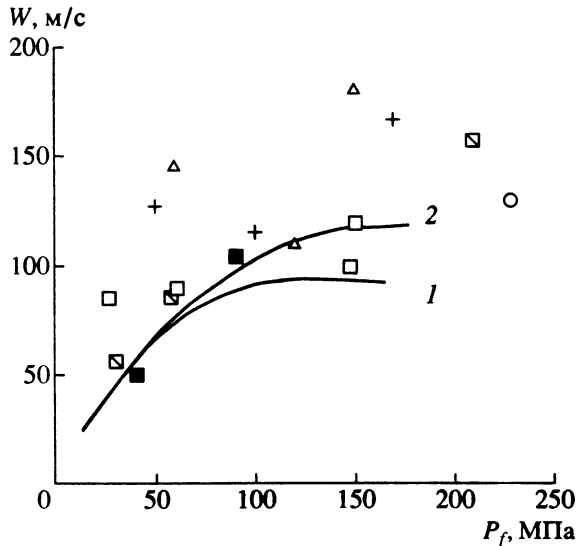


Рис. 9. Связь между скоростью конвективного горения и давлением во фронте пламени для заряда плотностью  $1.32 \text{ г/см}^3$ . Значки – эксперимент, сплошные линии – расчет.

Результаты второй серии расчетов, учитывающей постепенность охвата горением поверхности зерна, даны на рис. 8–10. Там же приведены экспериментальные данные по конвективному горению уплотненных зарядов, изготовленных из безканального пироксилинового пороха ВТ, ингибированного 4.3 вес. % поливинилбутирала. Опыты проводили с зарядами с длиной 100 мм в замкнутой цилиндрической камере сгорания, которая не имела дополнительной буферной емкости, однако была снабжена вышибной диафраг-

мой, которая разрушалась при давлении около 300 МПа, предохраняя от повреждения датчики и камеру сгорания.

Рисунок 8 показывает влияние начальной плотности заряда на характерное время изменения давления вблизи воспламеняемого торца заряда, которое измеряется на участке его экспоненциального роста. Видно, что увеличение плотности замедляет рост давления. Напомним, что в отсутствии ингибитора наблюдается обратный эф-



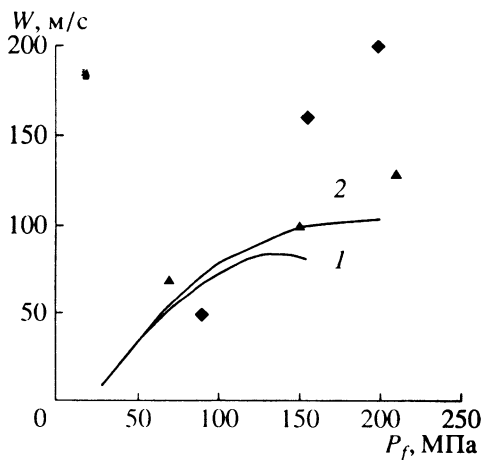


Рис. 10. Связь между скоростью конвективного горения и давлением во фронте пламени для заряда плотностью  $1.42 \text{ г/см}^3$ . Значки – эксперимент, сплошные линии – расчет.

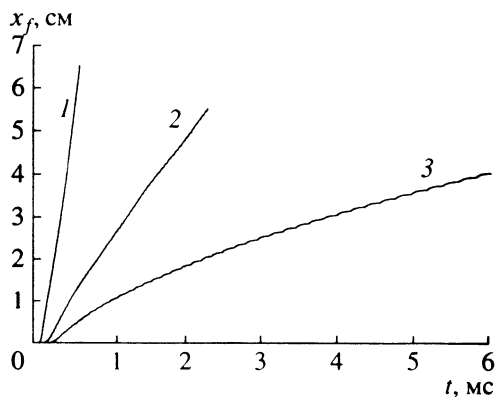


Рис. 11. Траектории распространения фронта квазистационарного конвективного горения вдоль заряда при различном давлении в буферной секции, которое поддерживается постоянным. Расчет при начальной пористости 10%, диаметре зерна 0.5 мм, содержании ингибитора 1.3 вес. %. Давление в буферной секции и средняя скорость конвективного горения: 1 – 150 МПа и 135 м/с, 2 – 50 МПа и 24.5 м/с, 3 – 30 МПа и 5.5 м/с.

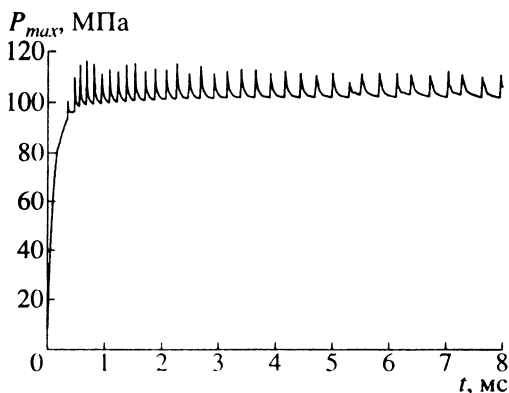


Рис. 12. Диаграмма изменения максимального давления в волне квазистационарного конвективного горения. Вариант расчета при содержании ингибитора 1.23% и давлении 100 МПа.

фект [8]: в зарядах более низкой пористости конвективное горение развивается гораздо быстрее.

На рис. 9 и 10 показано изменение скорости конвективного горения при изменении давления во фронте пламени для двух зарядов различной плотности:  $1.32$  и  $1.42 \text{ г/см}^3$ . Значки разной формы относятся к параллельным экспериментам и демонстрируют разброс данных. Расчетные данные представлены двумя кривыми: кривая 2 рассчитана с увеличенным в 2 раза коэффициентом  $\sigma_m$ , который входит в формулу (23) и определяет уровень межгранулярных напряжений. Это позволило избежать спада скорости, который наблюдается в базовом варианте (кривая 1) в области повышенных давлений, и обеспечить лучшее согласие с экспериментальными данными, которые демонстрируют монотонный эффект повышения скорости при увеличении давления. Тем не менее при давлениях 150 МПа и выше, где расчетные кривые насыщаются, различие сохраняется. Однако нельзя исключить, что рост экспериментальной скорости, так же как и сильный разброс экспериментальных данных в этой области, связаны с возмущающим действием, которое может оказывать на процесс горения разрыв (иногда преждевременный) вышибной мембраны.

Наконец, на рис. 11 и 12 приведены результаты расчетов для вариантов, в которых благодаря большому объему буферной секции и подбору диаметра сопла давление в этой секции поддерживалось приблизительно постоянным. Видно, что процесс конвективного горения носит ярко выраженный пульсационный характер при сохранении на постоянном уровне средней скорости распространения волны горения по заряду. При увеличении давления, поддерживаемого в буферной секции, средняя скорость и частота пульсаций возрастают. Более подробно результаты расчетов для квазистационарного процесса и сопоставление этих результатов с экспериментальными данными будут изложены в отдельной статье.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 97-03-32051).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С. // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 9. С. 51.
2. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С. // Хим. физика. 1997. Т. 16. № 10. С. 77.
3. Романьков А.В., Сулимов А.А., Сукоян М.К. и др. // Хим. физика. 1992. Т. 11. № 7. С. 983.
4. Sulimov A.A., Ermolaev B.S. // Gaseous and Heterogeneous Detonations: Science and Application. M.: ENAS Publ., 1999. P. 241.

5. Энергетические конденсированные системы. Краткий энциклопедический словарь. М.: Янус-К., 1999. С. 232.
6. Korolev V.P., Sulimov A.A., Michailov Y.M. // Int. Conf. On Combustion. Abstracts. M.-S'P., 1993. P. 32.
7. Ермолаев Б.С., Новожилов Б.В., Посвянский В.С. и др // Физика горения и взрыва. Т. 21. № 5. С. 3.
8. Сулимов А.А., Ермолаев Б.С., Коротков А.И. и др. // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 6. С. 9.
9. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных течений М · Наука, 1987. Т 1
10. Kuo K K , Summerfield M. // Proc. XV (Int.) Symp. on Combustion. Pittsburgh: The Combust. Inst., 1974. P. 515.
11. Gough P.S., Zwarts F.T. // AIAA Journal. 1979. V. 1. № 1. P. 17.
12. Hsieh T., Kim K. // Proc. 1988 JANNAF Propulsion System Hazard Meeting. USA: CPIA Publ., 1988. V. 1. P. 32.
13. Ищенко А.Н., Хоменко Ю.П. // Изв. вузов. Физика. 1992. № 8. С. 96.
14. Беляев Н.М., Рядно А.А. Методы теории теплопроводности. Ч. 1. М.: Высш. школа, 1982. С. 159.
15. Ивлева Т.П., Шкадинский К.Г. Алгоритм подвижной неоднородной пространственной сетки, автоматически подстраивающейся к решению задачи. Препринт. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1977.