

3. Сопряженная тепловая задача сведена к краевой, для решения которой использован приближенный метод тепловой теории зажигания конденсированных ВВ.

4. Полученное решение позволяет находить температуру, время, теплоту зажигания в зависимости от давления, скорости, коэффициента трения, предела прочности ВВ, температуры плавления, теплофизических и кинематических параметров.

5. Полученные результаты могут применяться для оценки чувствительности твердых ВВ к механическим воздействиям.

Авторы благодарят А. Г. Мержанова за ценные советы и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
14/II 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Т. Афанасьев, В. К. Боболев. Иницирование твердых ВВ ударом. М., «Наука», 1968.
2. Г. Т. Афанасьев. Второй Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1969.
3. Д. Мак Лин. Механические свойства металлов. М., «Металлургия», 1965.
4. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 178, 1.
5. Г. Карслоу, Д. Егер. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1968.
7. И. В. Крагельский. Трение и износ. М., «Машиностроение», 1968.
8. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1968, 4, 1.
9. А. Э. Аверсон, В. И. Розенбанд. ФГВ, 1968, 4, 2.
10. Н. Г. Merzhanov, A. E. Averson, Comb. and Flame, 1971, 16, 1.
11. С. М. Муратов, В. М. Махаринский и др. Третий Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Автореф. докл. Черноголовка, 1971.

УДК 536.46+662.217

О КОНВЕКТИВНОМ ГОРЕНИИ ПОРИСТЫХ ВВ

*Ю. В. Фролов, В. Ф. Дубовицкий, А. И. Коротков,
В. Г. Коростелев
(Москва)*

Горение пористых газопроницаемых ВВ и смесевых конденсированных систем отличается особенностью: с повышением давления их практически послойное горение нарушается и переходит в режим ускоренного, так называемого конвективного горения [1—4].

Необходимым и достаточным условием возникновения и распространения конвективного горения в пористых системах является опережающее фронт горения проникновение в глубь заряда высокотемпературных газов, возбуждающих интенсивную химическую реакцию. Причины проникновения газов в глубь вещества могут быть как внешними (перепад давления в порах образца и окружающей среде), так и внутренними (неоднородность структуры вещества).

В соответствии с этим можно выделить два основных механизма проникновения — вынужденный и струйный [5—6]. В первом случае движущей силой является перепад давления; во втором — столкновение

отдельных струй продуктов разложения или горения, оттекающих от искривленной поверхности пор.

Характерной чертой конвективного горения является его гораздо более сильная, чем при нормальном горении, зависимость от давления ($u=f(p)$). Это связано с тем, что скорость газообразования в данном случае определяется не столько ростом скорости горения $u(p)$, сколько более сильной зависимостью от давления скорости фильтрации газа, т. е. толщины горящего слоя вещества. Если условия нарушения послойного горения пористых систем выяснены в достаточной мере полно, то сам характер развития конвективного горения, особенно на ранних стадиях, мало изучен.

В настоящей работе представлены результаты исследования некоторых этапов развития процесса горения пористых систем ограниченной длины.

Методика эксперимента

Экспериментальное исследование развития конвективного горения выполнялось преимущественно в установке постоянного давления со свободным объемом 2 л, снабженной окном для оптической регистрации процесса, серией электровыводов для термопар и пьезоэлектрическим датчиком давления. Начальное давление в установке создавалось промышленным азотом¹.

Основные методы регистрации исследуемого процесса — высокоскоростная киносъемка, запись изменения во времени давления в объеме установки и специально разработанная система измерения скорости распространения тепловой волны внутри пористого образца. В последнем случае внутрь образца на определенном расстоянии (10 мм) друг от друга помещались тонкие (<10 мк) плоские термопары медь — константан (или вольфрам — рений). Каждая термопара соединялась с каналом усилитель + осциллограф. Скоростной киносъемкой, как правило, фиксировалось развитие процесса вдоль боковой поверхности образца. Однако в ряде случаев с помощью призматического устройства из оптического кварца процесс горения фотографировался одновременно и по боковой поверхности и с торца.

Образцы пористых газопроницаемых систем изготовлялись методом глухого прессования в виде таблеток из предварительно перемешанной порошкообразной смеси горючего и окислителя (перхлорат аммония) с последующей их сборкой в цилиндры необходимой высоты. Преимущество данного метода — возможность варьировать в широком диапазоне основные параметры образцов: пористость, газопроницаемость, состав, геометрические размеры и т. п. Для предотвращения распространения горения по боковой поверхности образцы бронировались или помещались в плексигласовые оболочки, заполненные эпоксидной смолой (схема «замурованного заряда» [3, 6]). С верхнего торца образец плотно прикрывался газонепроницаемой горючей перегородкой из пороха (рис. 1). Эта мера позволяла сохранить давление в порах образца равным атмосферному.

Поскольку для процессов фильтрации одним из основных параметров является газопроницаемость среды, то была собрана установка, по-

¹ В процессе эксперимента давление в объеме за счет газовыделения при горении повышалось не более чем на 5—10%.

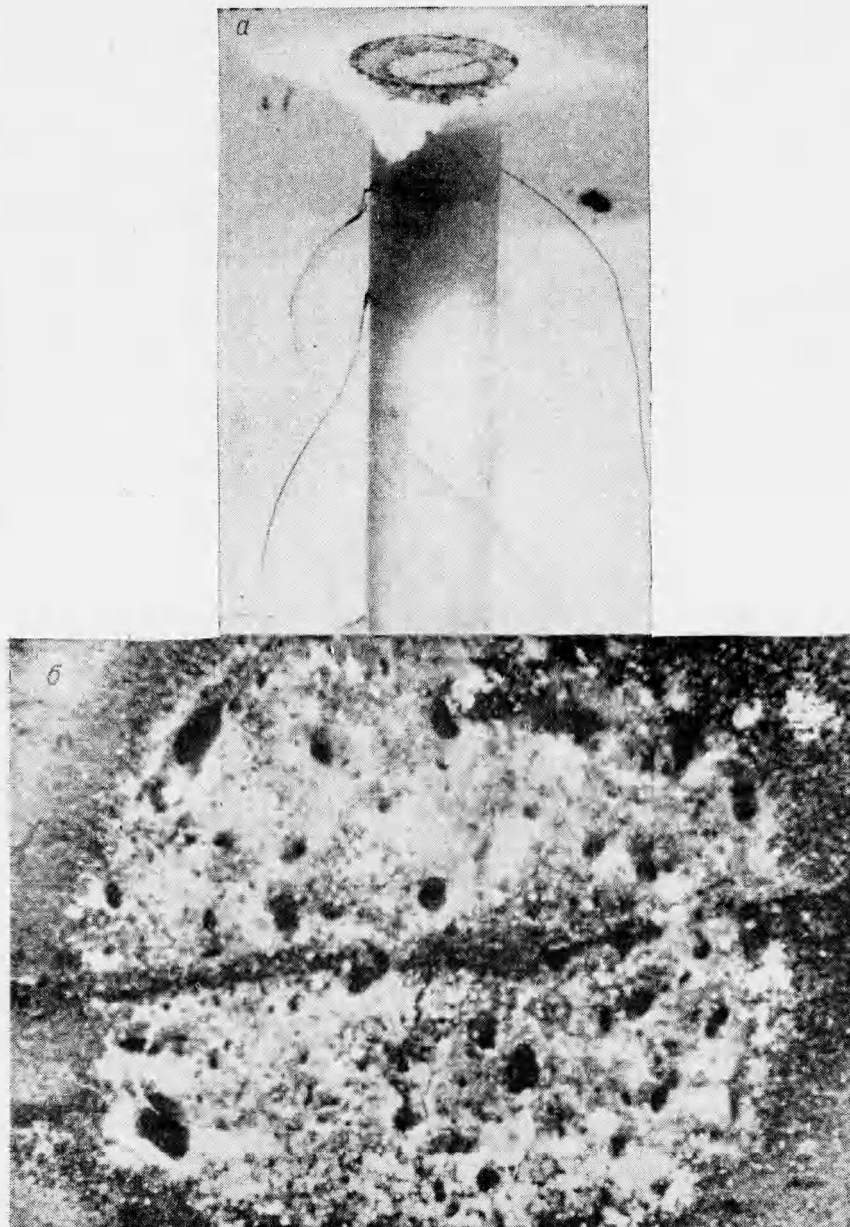


Рис. 1. Внешний вид образца с термопарами (а) и поверхности горения после гашения образца (б).

звляющая оценивать величину K . Общепринятый метод оценки газопроницаемости K основан на измерении количества газа, прошедшего через поперечное сечение образца при известном перепаде давлений Δp на его торцах:

$$K = \frac{q\mu L}{S \Delta p}, \quad (1)$$

где q — объемный расход газа; L, S — длина и поперечное сечение образца; μ — вязкость газа. Диаметр образцов, принятый в данном исследовании в качестве основного, был равен 10 мм, а его длина 20—60 мм.

Результаты эксперимента

Развитие процесса горения в пористом образце ограниченной длины исследовалось на примере смесевой конденсированной стехиометрической системы полистирол — перхлорат аммония. Дисперсность и плотность системы выбирались из условий, чтобы начальное давление в объеме, равное критическому давлению срыва послойного горения и переходу его на ускоренный режим, не превышало 50—70 атм. Этому условию удовлетворяют образцы с относительной плотностью $\Delta = 0,7—0,8$ и размером частиц 100—130 мк. После сгорания верхней газонепроницаемой перегородки, воспламеняемой электроимпульсом, высокотемпературные продукты горения под действием существующего перепада давления начинают проникать в поры образца.

Поскольку процесс распространяется со скоростью нескольких метров в секунду, то при регистрации возможны большие искажения реального температурного профиля за счет тепловой инерционности термодпар. Но даже при наличии теплового запаздывания градиент dT/dx (скорость развертки процесса во времени 1000 мм/сек) весьма велик. На осциллограмме $T(t)$ практически отсутствует характерный для порохов участок прогрева вещества за счет теплопроводности. Тем не менее на записи $T(t)$ термодпары, расположенной у верхнего торца образца, виден характерный излом, за которым следует еще более резкий подъем температуры. Этот излом находится в интервале температур 600—800°С, и его можно трактовать как начало дополнительного тепловыделения в результате воспламенения системы, а время, отсчитываемое от начала показания температуры до точки излома, — как время задержки воспламенения $\tau_{вп}$. В табл. 1 приведены результаты измерения по полученным осциллограммам периода задержки воспламенения $\tau_{вп}$ образцов при пористости $m = 0,2$ и $0,3$ в результате проникновения в них нагретых (максимальная температура $\sim 2800^\circ\text{K}$) продуктов горения. Время $\tau_{вп}$ помимо основной фракции определялось также и для пористой системы с дисперсностью частиц $d = 60—100$ мк.

Прослеживается общая закономерность: с увеличением пористости и уменьшением дисперсности частиц (увеличением диаметра) исходных компонентов время задержки воспламенения уменьшается.

Общий характер развития процессов горения по длине пористого образца (координата x) в зависимости от его длины при разной пористости показан на рис. 2¹. Отложенные по оси ординат значения скорости являются усредненными на базе в 10 мм и отнесены к середине участка измерения. На графиках можно выделить три характерных участка.

Участок I начинается непосредственно у поджигаемого торца образца и простирается на 10—15 мм. Характерным для него является

Таблица 1

$d, \text{мк}$	m	$\tau_{вп}, \text{м-сек}$
60—100	0,2	6,0
	0,3	4,3
100—130	0,2	4,0
	0,3	3,3

¹ Методом термодпар фиксируется фактически движение проникающего в поры нагретого газа. Но поскольку вслед за газом движется фронт воспламенения и горения, то по характеру изменения скорости распространения газа можно судить и о последующих процессах.

быстрый спад скорости распространения фронта тепловой волны, создаваемой фильтрацией высокотемпературных газообразных продуктов в момент перегорания газонепроницаемой перегородки (см. рис. 1). С увеличением плотности образца, т. е. с уменьшением его пористости, протяженность участка *I* уменьшается, а градиент dv/dx , наоборот, возрастает. В то же время изменение длины образца ($l \geq 40$ мм) не оказывает практически никакого влияния на существование этого участка.

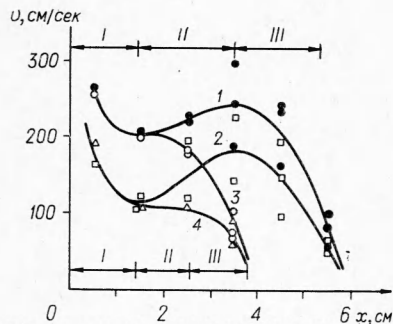


Рис. 2. Зависимость средней скорости от длины и пористости образца. 1, 3 — пористость $m=0,3$; 2, 4 — пористость $m=0,2$.

К первому участку примыкает область *II*, где скорость \bar{v} постоянна или возрастает. На исследованной системе рост \bar{v} наиболее значителен на образцах длиной свыше 40 мм. Уровень скорости и характер ее изменения также является функцией пористости m (газопроницаемости) образца. Но по сравнению с участком *I* в этой области градиент dv/dx выше на системах с малой плотностью ($m \geq 0,3$).

Участок *III* — область спада скорости распространения исследуемого процесса. На рис. 2 он начинается на расстоянии 15—20 мм от нижнего газопроницаемого торца заряда. В отличие от первого участка его протяженность зависит от длины образца и степени развития горения на предшествующем этапе. В частности, на образцах длиной 6 см замедление скорости начинает чувствоваться по отношению к газонепроницаемому торцу несколько раньше, чем на коротких (4 см) и выражено в более резкой форме.

Из полученных данных следует, что при прочих равных условиях общий уровень скорости распространения конвективного горения возрастает по мере увеличения пористости образца.

Обсуждение результатов

Выше была рассмотрена общая картина развития процесса конвективного горения пористых зарядов ограниченной длины под действием вынужденного проникновения высокотемпературных газов. Первоначальной причиной этого проникновения является искусственно создаваемый бронировкой заряда перепад давления Δp в порах образца и внешней среде. Под действием Δp продукты горения слоя пороха, герметически прикрывающего образец сверху, в момент его перегорания начинают проникать внутрь образца, предопределяя характерные для данного явления эффекты. Движение газа на этой стадии (участок *I*) является чисто фильтрационным процессом. Фильтрация может считаться неизотермической, так как движение газа в порах сопровождается интенсивным конвективным теплообменом с конденсированным веществом. В результате этого происходит прогрев и воспламенение стенок пор. Но воспламенение начинается с определенной задержкой $\tau_{вп}$, которая в значительной мере зависит от химической кинетики, теплофизических свойств и пористости вещества, от начального давления и температуры втекающих газов, от условий теплопередачи у стенки поры и т. д. По оценкам (см. табл. 1) для исследуемой системы $\tau_{вп}$ составляет 3—5 мсек. До этого момента движение фронта газа определяется толь-

ко законами фильтрации с характерным резким падением скорости распространения вдоль оси образца.

Как уже неоднократно отмечалось [1—9], фронт фильтрации является неровным. В первую очередь газ начинает проникать в более крупные поры, поскольку скорость фильтрации пропорциональна характерному размеру последних. На рис. 1, б показана поверхность погашенного пористого образца, весьма наглядно подтверждающего это положение. Отчетливо видны отдельные крупные поры (темные участки), хаотически расположенные по всему сечению образца.

Далее процесс охватывает все новые участки сечения (объема) зряда и в конечном итоге создает фронт неустановившейся фильтрации, который в общем случае описывается нелинейным уравнением Буссинеска [10]:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{K}{2\mu m} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}.$$

Представляется интересным сравнить результаты опыта с решением уравнения фильтрации с начальными условиями, по возможности приближенными к эксперименту. Рассмотрим фильтрацию газа в ограниченную пористую среду длиной L . Предполагается, что фильтрация является одномерной (вдоль оси x), ламинарной и изотермической. Граница раздела ($x=0$) газ — пористая среда неподвижна. Давление в порах вещества в начальный момент времени равно P_n . По длине образца оно меняется по закону:

$$p = P_n \frac{1}{1 - \frac{l(t)}{L}},$$

где $l(t)$ — координата фронта фильтрации.

Рост давления вызван поджатием первоначально заполняющего поры газа движущимся фронтом высокотемпературных продуктов горения. Это постепенно приводит к уменьшению перепада давления Δp , под которым осуществляется фильтрация, и, как результат, к снижению скорости распространения этого процесса. При равенстве $\Delta p=0$ фильтрация газа прекращается.

Внешнее давление принимается постоянным и равным p_0 . Коэффициент K является функцией среднего давления фильтрующегося газа p_* и характеристик среды и газа [11]

$$K = K_\infty \left(1 + \frac{b}{p_*}\right)$$

(K_∞ — коэффициент проницаемости по отношению к несжимаемому газу, b — константа). В нашем случае среднее давление меняется от $(p_0 + p_n)/2$ до p_0 .

Значения $K(p)$ и b для системы были определены экспериментально применительно к условиям горения. Параметры моделирования выбраны с учетом равенства значений $Re = \frac{\rho q d}{\mu S m}$.

Принимая неизменными значения m , S , K и d с учетом определения коэффициента K (1), условия моделирования по Re получим в форме

$$\frac{\rho q}{\mu} = \frac{\rho \Delta p}{\mu^2 L} = \text{const.}$$

Перепады давлений на торцах образца Δp и длины образца L подобраны таким образом, чтобы при фильтрации газа числа Re соответствовали истинным давлениям 40, 70 и 100 атм.

Результаты определения K_{∞} и b приведены в табл. 2.

Особенность течения газа в пористом веществе заключается в том, что в результате распределения пор по размеру переход ламинарного течения в турбулентное совершается довольно плавно, а не происходит

Т а б л и ц а 2

Размер частиц, $\mu\text{к}$	m_{∞}	$K_{\infty} \cdot 10^4, \text{см}^2$	$b, \text{см}^2/\text{дин}$	Re
60—100	0,2	0,742	0,755	0,7—2,7
	0,3	4,36	0,711	2,6—10
100—130	0,2	0,987	0,243	1,5—6
	0,3	7,05	1,324	10,5—38

скачками по достижении некоторого критического Re, как это имеет место в гладких каналах. Поэтому полученные в эксперименте числа Re (см. табл. 2) позволяют в достаточной степени точно принять в расчете допущение о ламинарном режиме фильтрации.

С учетом изложенного выше уравнение фильтрации запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{K_{\infty}}{2m_{\mu}} \left(1 + \gamma \frac{b}{p} \right) \frac{\partial p^2}{\partial x} \right] = \frac{\partial p}{\partial t}$$

или $\frac{\partial^2 p^2}{\partial x^2} + 2b\gamma \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial p}{\partial t},$

где $a^2 = \frac{K_{\infty}}{2m_{\mu}}; \quad \gamma = \frac{p_0 - p_{\text{н}}}{3p_0 + p_{\text{н}}}.$

Решение отыскиваем при следующих начальных и граничных условиях:

$$p(x, 0) = 0; \quad p(0, t) = p_0 - \frac{p_{\text{н}}}{1 - Kl(t)};$$

$$p[l(t), t] = 0; \quad \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=l} = 0.$$

Начальное давление в порах принимается равным нулю. В такой постановке решение уравнения даст истинную скорость распространения, а не скорость распространения возмущения в газе под действием перепада давлений Δp . Коэффициент γ учитывает поправку на реальное изменение среднего давления в эксперименте.

Решение получено методом, предложенным Баренблатом [12]. Метод основан на представлении решения многочленом по степени пространственной координаты x с коэффициентом, зависящим от времени. В качестве независимых переменных были выбраны перепад давления и характеристики пористого образца — его длина, пористость и проницаемость. Температура фильтрующегося газа учитывалась через его вязкость $\mu = \mu(T)$. Расчет на ЭВМ выполнен для значения μ , соответствующего температуре газа $T = 2750^\circ \text{К}$. Результаты расчета $v(x)$ частично приведены на рис. 3.

Из анализов этих результатов можно отметить следующее. Наиболее существенный параметр при фильтрации газа — перепад давлений Δp ; скорость фронта фильтрации прямо пропорциональна Δp (или внешнему давлению p_0). Вторым параметром, определяющим v , является газопроницаемость K пористой среды; изменение v примерно в 1,5 раза меньше соответствующего изменения коэффициента K . Различие в значениях скоростей фильтрации, рассчитанных с учетом ($K = K(b)$) или без учета ($b = 0$) эффекта Клинкенберга, составляет 5—7% при $\Delta p = 40 \text{ атм}$ и $\sim 1\%$ при $\Delta p = 200 \text{ атм}$, т. е. весьма умеренное.

Для более наглядного сравнения расчета с экспериментом на основании полученных результатов определены средние значения скорости

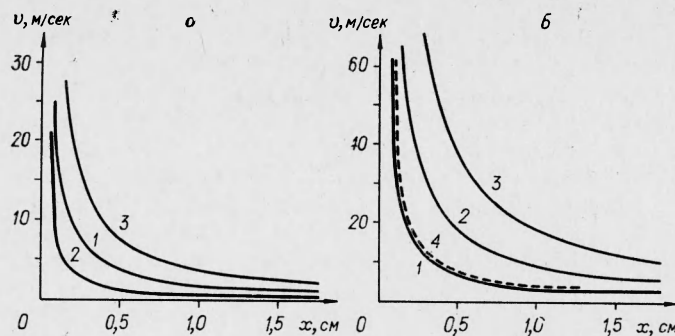


Рис. 3 Скорость фильтрации газа в пористой среде ($L=6$ см; $\mu=7,5 \cdot 10^{-4}$ г/см·сек):
 а) $t=0,2$, $K_{\infty}=9,87 \cdot 10^{-4}$ сек², $b=0,243$ при давлении 100 (1), 40 (2), и 200 ат (3); б) $t=0,03$, $K_{\infty}=7,05 \cdot 10^{-3}$ см², $b=1,324$ при давлении 40 (1) 100 (2) и 200 ат (3) (4— $p=40$ ат, $b=0$).

\bar{v} (м/сек) на базах, соответствующих изложенному ранее эксперименту (табл. 3).

Если учесть, что реальный процесс является неизотермическим и может сопровождаться как газовыделением при пиролизе стенок пор, так и конденсацией газообразных продуктов при охлаждении, а расчет проведен для изотермической фильтрации, то результаты рис. 2 и табл. 3 на участке 0—20 мм находятся в удовлетворительном согласии (особенно при $t=0,2$). Это согласие еще раз подтверждает определяющую роль фильтрации на начальной стадии горения пористых систем.

Вторым отправным моментом в общей картине развития исследуемого процесса необходимо считать воспламенение пор и развитие собственно горения. Этот этап, как уже указывалось, начинается через определенный интервал времени $\tau_{вп}$ и является функцией перечисленных выше параметров. В табл. 1 приведены значения $\tau_{вп}$ в функции фактически только двух параметров — плотности образца и дисперсности его компонентов, т. е. параметров, которые определяют газопроницаемость среды.

В оценке, приведенной в работе [13], длина участка, на котором газ полностью отдает свое тепло пористому веществу, обратно пропорциональна диаметру поры. Экспериментальные результаты не противоречат этому выводу: период индукции и длина участка, на котором происходит падение скорости распространения тепловой волны, уменьшаются с ростом плотности и дисперсности компонентов системы.

Опираясь на исследование в области воспламенения порохов, можно, по-видимому, полагать, что и в случае пористых систем время задержки воспламенения $\tau_{вп}$ с понижением начальной температуры будет возрастать. Условия воспламенения или зажигания поры можно полу-

Таблица 3

$l, \text{мм}$	t	$\bar{v}, \text{м/сек}$ для давлений $p, \text{атм}$			
		40	80	100	200
0—10	0,2	1,26	2,6	3,2	6,5
	0,3	5,8	12,0	15,2	30,8
10—20	0,2	0,48	1,0	1,2	3,4
	0,3	2,2	4,6	5,8	11,8
20—30	0,2	0,30	0,6	0,75	1,5
	0,3	2,0	2,9	3,5	7,1
30—40	0,2	0,27	—	0,55	1,1
	0,3	1,0	7,1	2,5	5,2

Примечание. Размер частиц $d=100-130$ мк.

чить на основании баланса тепла, отдаваемого нагретым газом, и тепла, необходимого для создания прогретого слоя с температурой поверхности, при которой начинается ее пиролиз или испарение [14].

Дальнейшее развитие процесса горения в порах приводит к местному повышению давления внутри образца¹. Повышение давления в свою очередь увеличивает скорость фильтрации продуктов (или полупродуктов) горения. Следующий за фронтом фильтрации фронт воспламенения движется уже по предварительно нагретому веществу, с повышенной вследствие этого скоростью [15]. Начинается процесс спонтанного развития конвективного горения, который при определенных условиях может перейти в детонацию [19].

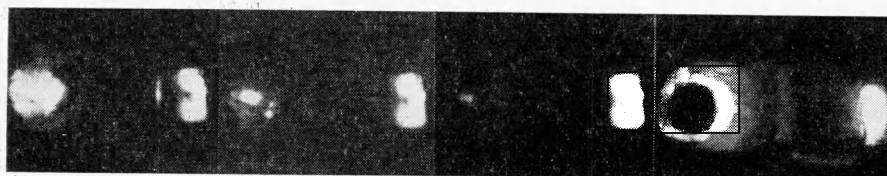


Рис. 4. Кинокадры горения пористого образца, снятого одновременно с боковой поверхности и нижнего торца. (Положение нижнего торца образца указано стрелкой).

Детали этого процесса рассматривать не будем, приняв в данное время схему развития, предложенную в работах [7, 3]. На рис. 2 этому процессу соответствует область II. Отметим только еще раз, что одновременная фиксация горения с торца и вдоль боковой поверхности заряда (рис. 4) показывает, что по боковой поверхности фронт горения распределяется с некоторым запаздыванием по отношению к центральной части сечения образца [6, 7]. Это затрудняет регистрацию горения пористых систем оптическими методами.

Участок III (см. рис. 2) характеризуется спадом скорости распространения тепловой волны (а следовательно, и фронта воспламенения и горения). Его начало фиксируется на некотором расстоянии от нижнего глухого торца заряда. Основной причиной появления этого участка является поджатие предварительно заполняющего поры и движущегося перед фронтом воспламенения газа у газонепроницаемой перегородки. В результате происходит выравнивание давления в порах и внешней среде, приводящее к снижению скорости движения газа в порах и повышению устойчивости нормального горения заряда в целом². Устойчивость горения может возрасти до такой степени, что пористые образцы ($m \leq 0,2$) могут сгорать почти при постоянном давлении в установках полузамкнутого объема типа микродвигателя торцевого горения [16].

С увеличением пористости расстояние, начиная с которого замедляется скорость горения, возрастает (см. рис. 2). Для исследуемой системы в условиях проведения эксперимента область III составляет 15—20 мм, что намного выше полученного расстояния при решении уравне-

¹ Давление в зоне горения может превысить давление в объеме. В этом случае характер дальнейшего развития процесса практически будет определяться уровнем давления в зоне горения.

² О возможности снижения скорости конвективного горения при проведении экспериментов в условиях манометрической бомбы и переходе конвективного горения в режим нормального, послонного отмечено в работах [3, 5, 17, 18]. Указывается [3], что такой переход имеет место на укороченных зарядах и наиболее часто наблюдается на пределе потери устойчивости горения, т. е. при внешнем давлении, близком к критическому давлению срыва.

ния фильтрации с учетом роста противодавления в порах. Отсюда можно заключить, что фронт фильтрации, опережающий фронт воспламенения, является весьма существенным при заполнении пор и выравнивании давления.

Существование участка III принципиально присуще горению пористых образцов с газонепроницаемым торцом и, по-видимому, не зависит от его размеров. Однако при малых длинах заряда, для которых время выравнивания давления в порах сравнимо с временем задержки воспламенения пор, область фильтрации (I) может непосредственно переходить (либо частично перекрываться) в область III. Для исследуемых систем такой случай характерен для коротких образцов длиной 2—3 см.

Напротив, для удлиненных образцов, в которых режим конвективного горения полностью успевает развиться и скорость распространения фронта химической реакции начинает постепенно догонять фронт фильтрационного возмущения, характерный размер области III будет сокращаться. Из данных рис. 2 можно отметить, что средняя скорость горения на участке 1,5—2,5 см при общей длине образца 4 см практически постоянна. В этом же интервале на образцах длиной 6 см v растет по мере увеличения x . Можно предположить, что в первом случае область начала развития горения непосредственно совпадает с эффектом, характерным для области III, т. е. с явлением повышения давления в порах. В результате оба эффекта нейтрализуют друг друга. Во втором случае ($L=6$ см) вслед за воспламенением начинается ускорение процесса конвективного горения. Скорость v успевает возрасти примерно в 1,5 раза, прежде чем эффект противодавления окажется доминирующим.

Таким образом, в результате анализа экспериментальных результатов предыдущих исследований и данной работы по изучению процесса развития конвективного горения пористых систем, возникающего под действием критического перепада давлений Δp , можно выделить три характерных режима, в которых доминирующим является: а) процесс фильтрации (начальный участок заряда); б) процесс развития конвективного горения и в) эффект создания противодавления за счет поджигания предварительно заполняющего поры фильтрующегося газа.

Наличие и соизмеримость указанных режимов зависит в первую очередь от длины, пористости и физико-химических свойств образца, а также от начального перепада давлений в порах и окружающем объеме.

Предложенная схема, конечно, нуждается в дальнейшем экспериментальном и аналитическом уточнении и развитии.

Поступила в редакцию
6/III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев. Докл. АН СССР, 1940, 28.
2. К. К. Андреев. Докл. АН СССР, 29.
3. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
4. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. Госэнергоиздат, 1957.
5. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. Докл. АН СССР, 1965, 162.
6. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков, А. А. Сулимов. ПМТФ, 1963, 4.
7. В. К. Боболев, И. А. Карпухин, С. В. Чуйко. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 1, 1.
8. В. К. Боболев, С. В. Чуйко, Л. Ф. Чекирда. 1963, 4.

9. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. ФГВ, 1968, 4, 2.
10. Л. Лейбензон. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М., ГТИ, 1960.
11. Р. Коллинз. Течение жидкостей через пористые материалы. М., 1964.
12. Г. И. Баренблат. Изв. АН СССР, ОТН, 1954, 9.
13. А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. ФГВ, 1965, 3, 1.
14. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12.
15. А. Ф. Беляев, А. И. Коротков и др. 1969, 5, 1.
16. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, А. И. Коротков. ФГВ, 1968, 4, 3.
17. W. Taylor. Trans. Farad. Soc., 1962, 58, 561.
18. В. К. Боболев, А. Д. Марголин, С. В. Чуйко. ФГВ, 1968, 4, 4.
19. А. И. Коротков, А. А. Сулимов и др. ФГВ, 1969, 5, 3.

УДК 662.222+536.46

МОДЕЛЬ КАТАЛИЗА ГОРЕНИЯ ОДНОКОМПОНЕНТНОГО ТОПЛИВА (ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ПЕРХЛОРАТУ АММОНИЯ)

*О. П. Коробейничев, А. С. Шмелев, А. В. Татевосян
(Новосибирск)*

В настоящее время известны по крайней мере две теории катализа горения твердых топлив [1, 2]. Это, например, теория предельно сильного катализа в газовой фазе. Ряд положений этой теории (катализатор работает в газовой фазе, с уменьшением дисперсности частиц катализатора к нулю эффективность его стремится к бесконечности), однако, противоречит экспериментальным фактам [3].

В настоящей работе рассматривается модель катализа горения однокомпонентного сублимирующегося твердого топлива (монотоплива, в котором молекулы окислителя и горючего не разделены в пространстве, как, например, в случае смесового топлива) применительно к перхлорату аммония (ПХА), построенная на основе экспериментальных кинетических исследований гомогенной и гетерогенно-каталитической реакций в системе $\text{HClO}_4 - \text{NH}_3 - \text{Fe}_2\text{O}_3$ [4], учитывающая действие катализатора как в газовой, так и в ж-фазе и свободная от упомянутых выше противоречий.

Горение ПХА без катализаторов

Рассматривается модель горения перхлората аммония, основанная на следующих допущениях.

1. На поверхности горения устанавливается равновесное давление $\text{HClO}_4 + \text{NH}_3$ при температуре поверхности, для которого используются данные Айнеми, Россера и Вайса [5].

2. В конденсированной фазе протекает поверхностная экзотермическая реакция (u_+ см/сек — ее скорость). В настоящее время имеется несколько различающихся между собой (главным образом, в отношении энергии активации от 30 до 60 ккал/моль) кинетических констант высокотемпературной реакции [6—8]. Предположение о том, что реакция разложения ПХА поверхностная, подтверждается экспериментальными данными, согласно которым скорость разложения ПХА пропорциональна его удельной поверхности.