

пространять на любую толщину пленок. Были испытаны сферические частицы с диаметрами от 0,9 до 1,2 мм, предварительно прокаленные в воздухе в течение часа при температуре 1100 К. После этого их не удалось воспламенить при температурах воздуха до 1700 К. Определенная по микротвердости толщина окисной пленки составляла ~ 30 мкм.

Результаты этих экспериментов (см. рис. 5) позволяют заключить, что начальный разогрев частицы ведет не только к снижению предела воспламенения, но и к качественному изменению зависимости предельной температуры от размера частицы. Возникает, однако, подозрение, что этот результат может определяться условиями эксперимента, а не собственно свойствами частиц. Действительно, в колпачке, закрывающем частицу, содержится остаточный кислород. Если считать (в предельном случае), что он нацело расходуется на образование дополнительного окисла на частице за время предварительного разогрева, то, конечно, пленка на крупных частицах окажется тоньше, чем на мелких. При концентрации кислорода 0,001% и использованных колпачках толщина пленок на частице диаметром 2,1 мм составляет 7—9 Å, а на частицах диаметром 1,26 мм—25—30 Å при толщине естественной окисной пленки 50—200 Å [4]. Возможность такого истолкования показывает кривая 5 рис. 5: крутизна линии сильно возросла. Для крупных же образцов образовавшаяся окисная пленка значительно тоньше естественной даже при концентрации кислорода под колпачком 2%, а для мелких — толщина ее порядка естественной окисной пленки (см. рис. 5, 3—5). Естественно допустить, что при содержании кислорода под колпачком около 0,001% этот эффект гораздо слабее, и поэтому, по крайней мере, для образцов с естественной пленкой факт падения предельной температуры с увеличением размера предварительно разогретого образца можно считать установленным.

*Поступила в редакцию 20/VII 1976,
после доработки — 20/X 1976*

ЛИТЕРАТУРА

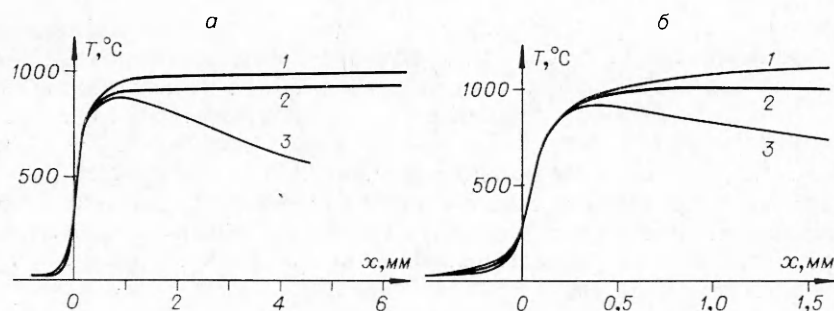
1. А. П. Алдушин, В. Н. Блошенко, Б. С. Семплярский. ФГВ, 1973, 9, 4.
2. М. А. Гуревич, Г. В. Игнатов и др. ФГВ, 1969, 5, 3.
3. В. В. Андреева, Е. А. Алексеева. Докл. АН СССР, 1960, 134, 1.
4. Окисления металлов. Под ред. Ж. Бернара. Т. I. М., «Металлургия», 1968.
5. В. И. Розенбанд, В. А. Чичев, Л. Ф. Афанасьева. ФГВ, 1976, 12, 1.

О КРИТИЧЕСКОМ ДИАМЕТРЕ ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИТНОГО ПОРОХА

*А. А. Зенин, О. И. Лейпунский,
Б. В. Новожилов, В. М. Пучков*

(Москва)

Экспериментальная проверка теорий критического диаметра [1, 2], проведенная в работе [3] для баллиститного пороха Н, показала существенное количественное расхождение полученных результатов с теоретическими предсказаниями. В теории [1] не учитывается переменность температуры поверхности T_n . Однако учет переменности T_n в теории [2] не позволил получить согласие теории и эксперимента для пороха



Осредненные распределения температуры по зонам горения баллиститного пороха Н в условиях теплоотдачи с боковой поверхности (распределения получены по центру шашек).

а) $p=5$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$: 1 — $d=3$ мм, 2 — $d=4$ мм, 3 — $d=d_{\text{кр}}=2$ мм; б) $p=10$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$: 1 — $d=5$ мм, 2 — $d=3$ мм, 3 — $d=d_{\text{кр}}=1$ мм.

Н: теория сильно завышала значения критических диаметров $d_{\text{кр}}$ и преувеличивала падение скорости горения $u_{\text{кр}}$ при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$. В настоящей работе показано, что можно получить удовлетворительное согласие теоретических предсказаний с экспериментальными данными для пороха Н, если учесть реальную структуру зон тепловыделения.

В работах [4, 5] показано, что в дымогазовой зоне¹ различных баллиститных порохов тепловыделение не сосредоточено в узкой зоне вблизи максимальной температуры, а распределено по всей зоне. Выделение тепла начинается непосредственно у поверхности и продолжается на протяжении всей зоны, причем скорость тепловыделения изменяется всего в несколько раз, а максимум скорости лежит примерно посредине зоны. Такой характер тепловыделения существенно отличается от тепловыделения в моделях работ [1, 2] и приводит к сильному расширению дымогазовой зоны. По распределениям температуры, представленным в работах [5—7], ширина дымогазовой зоны в $10 \div 20$ раз превышает кондуктивный размер этой зоны L_M ($L_M = \lambda / c_p m$, где λ и c_p — теплопроводность и теплоемкость газовой фазы, m — массовая скорость горения), т. е. размер, который она бы имела, если бы зона химической реакции была узкой.

Различие в структуре газовой фазы при горении реального баллиститного пороха и моделей [1, 2] особенно существенно при рассмотрении влияния теплотерь из зон на скорость горения. При существовании узкой зоны реакции в газовой фазе скорость горения определяется в основном областью максимальной температуры, а при наличии широкой зоны на скорость горения влияет лишь низкотемпературная часть зоны, прилегающая к поверхности (размером порядка L_M).

Из общих соображений ясно, что теплотери из зоны влияния газовой фазы во втором случае будут существенно меньше. Это подтверждается экспериментально. На рисунке представлены осредненные распределения температуры по зонам горения пороха Н ($p=5$ и 10 атм) при $d \rightarrow d_{\text{кр}}$. Измерения проведены микротермопарной методикой по оси шашки в условиях, описанных в работе [3]. Видно, что теплотери в боковую поверхность, поддерживаемую при комнатной температуре, существенно трансформируют только высокотемпературную часть дымогазовой зоны, а при $T \leq 800^\circ\text{C}$ распределения температуры практически

¹ Экспериментальные результаты для пороха Н при $d \leftarrow d_{\text{кр}}$, с которыми сравниваются ниже теоретические расчеты, получены при давлениях до 10 атм, т. е. в условиях, когда в газовой фазе горящего пороха существует только ближайшая к поверхности дымогазовая зона. Впрочем, большая ширина газовых зон имеет место и при более высоких p .

не изменяются даже при $d=d_{кр}$. На отсутствие изменения температурных распределений вблизи поверхности указывается также в [3], где в средних значениях градиентов температуры вблизи поверхности в газовой фазе φ_n при $d \rightarrow d_{кр}$ ($p=1,5$ и 10 атм) изменений не наблюдалось.

Важно подчеркнуть, что скорость горения при $d \rightarrow d_{кр}$ в исследованных режимах изменилась очень слабо (меньше чем на 30%; см. [3]). Рисунок наглядно показывает, что высокотемпературная часть дымогазовой зоны практически не влияет на скорость горения баллиститного пороха. Итак, есть все основания предполагать, что теплотери из газовой фазы слабо влияют на критический диаметр баллиститного пороха и при построении теории критического диаметра в первом приближении эти теплотери можно не учитывать.

Решение двумерной задачи теплопроводности в предположении плоской и узкой зоны химической реакции в конденсированной фазе с постоянным по сечению образца тепловыделением приводит к следующему выражению для температуры поверхности:

$$T_n = T_n^a - \frac{32}{2\pi} \chi (T_n^a - T_0), \quad \chi = \frac{\kappa}{ud}, \quad (1)$$

где T_n^a — температура поверхности в адиабатическом режиме; T_0 — начальная температура; κ — температуропроводность пороха.

Падение температуры поверхности поведет к уменьшению скорости горения. Уменьшение T_n можно рассчитать из зависимости

$$u = Ae^{-E/2RT_n}, \quad (2)$$

хорошо выполняющейся для пороха Н [8]. Здесь $E=19$ ккал/моль — эффективная энергия активации, R — газовая постоянная, $A=764$ см/с — предэкспоненциальный множитель.

Из (1) и (2) легко показать, что минимально возможное значение стационарной скорости горения $u_{min}=u^a/e$. Стационарных режимов с меньшими скоростями не существует (срыв стационарного режима [1]). Однако погасание, как и в [2], может наступить раньше из-за потери устойчивости стационарного режима горения пороха. Условие устойчивости в адиабатическом режиме выражается через два параметра [9]:

$$k = (T_n^a - T_0) \frac{d \ln u^a}{dT_0}, \quad r = \frac{dT_n^a}{dT_0}. \quad (3)$$

При

$$r > (k-1)^2/(k+1) \quad (4)$$

система горит устойчиво — случайные малые возмущения затухают со временем. В области

$$(k-1)^2/(k+1) > r > (\sqrt{k}-1)^2 \quad (5)$$

теория, построенная в линейном (по амплитуде возмущения) приближении, предсказывает колебательный режим горения с растущей во времени амплитудой возмущения. Наконец, при

$$r < (\sqrt{k}-1)^2 \quad (6)$$

колебания отсутствуют, амплитуда возмущения экспоненциально возрастает со временем.

В режиме с теплотериями устойчивость горения определяется также по формулам (4)–(6), но параметры k и r должны быть заменены на k_x и r_x , которые должны быть найдены из соотношения (3) с учетом неадиабатичности горения. Если в адиабатическом режиме система, характеризуемая параметрами k и r , находилась в области устойчивого горения (соотношение (4)), то с уменьшением диаметра возможно приближение к границе устойчивости горения

$$r_x = (k_x-1)^2/(k_x+1), \quad (7)$$

переход через которую означает возникновение растущих во времени колебаний скорости горения (граница колебательной неустойчивости). При дальнейшем росте теплототерь может быть достигнута граница экспоненциальной неустойчивости

$$r_x = (\sqrt{k_x} - 1)^2. \quad (8)$$

В рамках линейного анализа невозможно предсказать, при переходе какой из этих двух границ наступает прекращение горения. Очевидно, выполнение условия (8) достаточно для погасания. Однако может оказаться, что для прекращения горения необходимо более слабое условие, например (7).

Перейдем к вычислению величин k_x и r_x и к нахождению связи между критическим диаметром и параметрами топлива. Дифференцируя (1) по начальной температуре, получим

$$r_x = r - \psi(r-1) + \psi/(1-\psi) k_x, \quad \psi = 32/3\pi/\chi. \quad (9)$$

Аналогично из (2) имеем

$$k_x = \frac{(T_{II}^a - T_0)(1-\psi)}{[T_{II}^a - \psi(T_{II}^a - T_0)]^2} \frac{E}{2R} r_x. \quad (10)$$

В предположении $\psi \ll 1$, $\frac{E}{2RT_{II}^a} \gg 1$ из (9) и (10) следуют выражения для k_x и r_x

$$k_x = \frac{k}{1-\delta}, \quad r_x = \frac{r}{1-\delta}, \quad \delta = \frac{T_{II}^a - T_0}{T_{II}^a} \frac{E}{2RT_{II}^a} \psi. \quad (11)$$

Из (7), (8) и (11) получаем критические значения δ на границах устойчивости:

колебательной

$$\delta^v = 1 - k - r/2 + \sqrt{2kr + r^2/4}, \quad (12)$$

экспоненциальной

$$\delta^e = 1 - (\sqrt{k} - \sqrt{r})^2. \quad (13)$$

Для рассматриваемой модели горения пороха (формула (2)) параметры k и r вычисляются по формулам

$$k = \beta(T_{II}^a - T_0), \quad r = \beta T_{II}^a \frac{2RT_{II}^a}{E}, \quad (14)$$

где β — температурный коэффициент скорости горения. Изменение скорости горения и критический диаметр горения могут быть найдены из выражений:

$$u_{кр}/u^a = e^{-\delta}, \quad d_{кр} = \chi/u^a \cdot e^{\delta}/\chi_{кр}. \quad (15)$$

Перейдем к сопоставлению теории с экспериментом для трех режимов горения, исследованных в [3]: I) $p=1$ атм, $T_0=90^\circ\text{C}$; II) $p=5$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$; III) $p=10$ атм, $T_0=20^\circ\text{C}$. В табл. 1 приведены эксперимен-

Т а б л и ц а 1

Режим	u^a , см/с [3]	$u_{кр}$, см/с [3]	T_{II}^a , °C [7, 8]	β , 1/град [7, 10]	$d_{кр}$, см
I	$0,16 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,02$	280	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0,3
II	$0,16 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,03$	275	$0,92 \cdot 10^{-2}$	0,2
III	$0,21 \pm 0,03$	$0,15 \pm 0,02$	295	$0,8 \cdot 10^{-2}$	0,1

тальные данные для указанных режимов. Рассчитанные по (14) параметры k и r , а также критические значения δ ((12)—(13)) приведены в табл. 2.

В табл. 3 проведено сравнение отношений скоростей $u_{кр}/u^a$, полученных на опыте (табл. 1) и по формуле (15), а также сравнение экспериментальных ($d_{эксп}$) и теоретических значений критических диаметров (d^v и d^e). Расчет проведен по (15) (для коэффициента температуропроводности взято значение $\kappa=10^{-3}$ см²/с). Если учесть, что экспериментальные значения $u_{кр}/u^a$ известны с точностью 20—30%, то следует признать хорошее соответствие теории с опытом. Из табл. 3 видно, что экспериментальные значения критического диаметра находятся вблизи интервала $d^v \div d^e$. Выпадение из интервала $d^v \div d^e$ значений $d_{эксп}$, по-видимому, находится в пределах точности определения экспериментальных параметров. В целом соответствие экспериментальных и теоретических данных следует признать удовлетворительным.

Т а б л и ц а 2

Режим	k	r	δ^v	δ^e	χ^v	χ^e
I	2,47	0,845	0,20	0,58	0,020	0,058
II	2,42	0,61	0,02	0,39	0,0014	0,029
III	2,20	0,55	0,11	0,45	0,0081	0,033

Т а б л и ц а 3

Режим	$\left(\frac{u_{кр}}{u^a}\right)^v$	$\left(\frac{u_{кр}}{u^a}\right)_{эксп}$	$\left(\frac{u_{кр}}{u^a}\right)^e$	d^v , см	$d_{эксп}$, см	d^e , см
I	0,82	0,88	0,56	0,38	0,3	0,19
II	0,98	0,81	0,68	4,6	0,2	0,32
III	0,90	0,71	0,64	0,66	0,1	0,22

Таким образом, основанное на экспериментальных результатах предположение о малой роли теплопотерь из газовой фазы на величину критического диаметра позволило предположить теорию, удовлетворительно описывающую экспериментальные результаты для баллистического пороха Н. Особенно следует отметить возможность теоретического объяснения слабого изменения скорости горения пороха Н при приближении к критическому диаметру.

Поступила в редакцию
3/VIII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
2. Б. Н. Кондриков, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1974, 10, 5, 661.
3. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1976, 12, 2, 179.
4. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 2, 28.
5. А. А. Зенин. Канд. дис., ИХФ АН СССР. М., 1962.
6. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 3, 67.
7. А. А. Зенин, О. И. Нефедова. ФГВ, 1967, 3, 1, 45.
8. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2, 246.
9. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1973.
10. П. Ф. Похил, О. И. Нефедова, А. Д. Марголин. Докл. АН СССР, 1962, 245, 4, 860.