

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ГОРЕНИЯ БАЛЛИСТИТНЫХ ПОРОХОВ

И. Я. Вишневский, А. П. Денисюк, А. Е. Фогельзанг

(Москва)

В работах [1—3] для газов, порохов и взрывчатых веществ, а также для безгазовых составов [4] при уменьшении диаметра до критического ($d_{кр}$) показано, что скорость горения должна уменьшаться по сравнению с адиабатической в \sqrt{e} раз. В [5] отмечается, что для конденсированных ВВ критическая скорость горения $u_{кр}$ может быть ниже адиабатической $u_{ад}$ в e раз.

Для легколетучих ВВ — метилнитрата и нитрогликоля — эксперимент [6] качественно подтверждает теорию Я. Б. Зельдовича [1—3] — на пределе скорость горения в 1,5 и 1,25 раза соответственно меньше адиабатической. Для труднолетучих ВВ и порохов экспериментов, с уверенностью подтверждающих выводы указанных выше теорий, до настоящего времени не получено. Так, диаметр заряда не влиял на скорость горения гексогена и тетрила [6]. Напротив, в [7] обнаружено изменение скорости горения пироксилина при уменьшении диаметра заряда. Для пороха Н отмечается, что «в пределах разброса экспериментальных данных при $d \rightarrow d_{кр}$ не удалось обнаружить заметного изменения скорости горения в центре шашки, за исключением, быть может, слабого уменьшения скорости на погасших шашках пороха при давлении 10 кГ/см²» [8]. Показано также, что существующая теория для расчета $d_{кр}$ конденсированных ВВ дает существенные количественные расхождения с результатами эксперимента [5].

При горении порохов наблюдается вторичное пламя, которое появляется при давлении 15–20 кГ/см² [9, 10]. Однако до сих пор, по существу, не обсуждался вопрос о том, может ли диаметр заряда пороха влиять на величину этого давления.

Цель данной работы — изучение влияния диаметра заряда на скорость горения баллиститных порохов, определение критического диаметра горения в широком диапазоне давления и выяснение влияния размера заряда на поведение вторичного пламени.

Методика эксперимента. Исследования проводились на порохе Н и модельном образце А более простого состава, содержащего по 49% нитроцеллюлозы и нитроглицерина и по 1% вазелинового масла и централита.

Критические параметры горения определялись на цилиндрических зарядах и пластинах, вырезанных из порохового полотна. Ширина пластин составляла 5, длина 25 и толщина 0,05–2,2 мм. Использование пластин позволяет более надежно определять критические размеры зарядов при повышенных давлениях. Образцы бронировались одним слоем прозрачной полиэтиленовой ленты (толщиной 200 мкм) с липким слоем. При определении $d_{кр}$ и скорости горения заряды пороха помещались в прозрачные стаканчики с водой. Использование бронировки и сжигание в воде практически исключали прогрев пороха теплом, распространяющимся по бронировке впереди фронта горения.

Образцы воспламенялись нихромовой проволокой, накаливаемой электрическим током. Для цилиндрических образцов использовалась плоская спираль с диаметром, равным диаметру образца, а пластины воспламенялись П-образной проволокой с шириной плеча 5 мм. Скорость горения определялась с помощью барабанного фоторегистратора

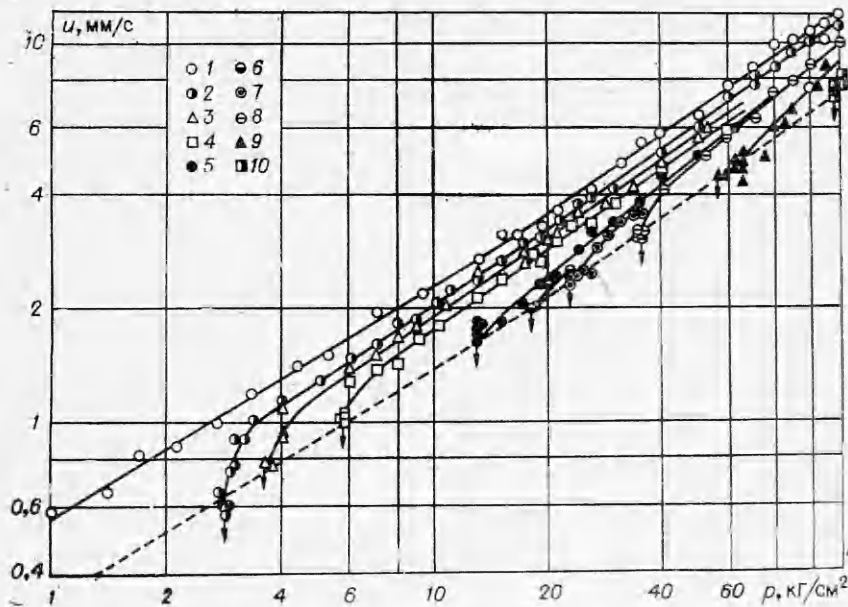


Рис. 1. Зависимость скорости горения пороха u от давления:
 1 — диаметр шашки 7 мм; толщина пластины, мм: 2 — 2,15, 3 — 1,45, 4 — 1,10, 5 — 0,76,
 6 — 0,50, 7 — 0,33, 8 — 0,26, 9 — 0,15, 10 — 0,10; — — — $u_{ад}/\sqrt{\epsilon}$.

при сжигании образцов в бомбе постоянного давления в атмосфере азота¹.

Для образцов различного диаметра и толщины определялось минимальное давление ($p_{кр}$), начиная с которого образец сгорал до конца. Таким образом, устанавливалась критическая ширина или критический диаметр при данном давлении. В теории критических условий горения принято пользоваться величиной критического диаметра. Для перевода критической толщины $l_{кр}$ в эквивалентный критический диаметр использовалось соотношение²

$$d_{экр} = 4F/\Pi,$$

где F и Π — площадь и периметр поперечного сечения пластины. Опыты подтвердили правомерность такого перевода. Ширина темной зоны измерялась по фоторегистрограммам при 10-кратном увеличении.

Зависимость скорости горения от диаметра заряда. Зависимость $u(p)$ порохов для пластин различной толщины приведена на рис. 1, 2. Видно, что при уменьшении размера пластин скорость горения пороха падает и на пределе становится меньше адиабатической в $\sqrt{\epsilon}$ раз. Критические скорости горения пластин хорошо укладываются на линию, соответствующую скорости горения в $\sqrt{\epsilon}$ раз меньшей, чем адиабатическая³.

На рис. 3, 4 приведена зависимость скорости горения порохов от диаметра заряда при различном давлении. Отметим, что при увеличении $d_{кр}$ до $2d_{кр}$ скорость растет быстро, а затем гораздо медленнее. Однако рост ее непрерывен вплоть до $d_{кр} = 7$ мм. Например, образцы пороха А диаметром 3,2 мм горят медленнее, чем образцы диаметром 6,6 мм во

¹ После сгорания образца полиэтиленовая пленка оставалась цела, что позволяло получать на фотопленке четкий фронт горения.

² Пластинчатый заряд эквивалентен цилиндрическому, когда отношение площади F к периметру Π у них одинаково.

³ За адиабатическую принималась скорость горения заряда диаметром 7 мм, запрессованного в трубку из поликарбоната с толщиной стенки 0,7 мм.

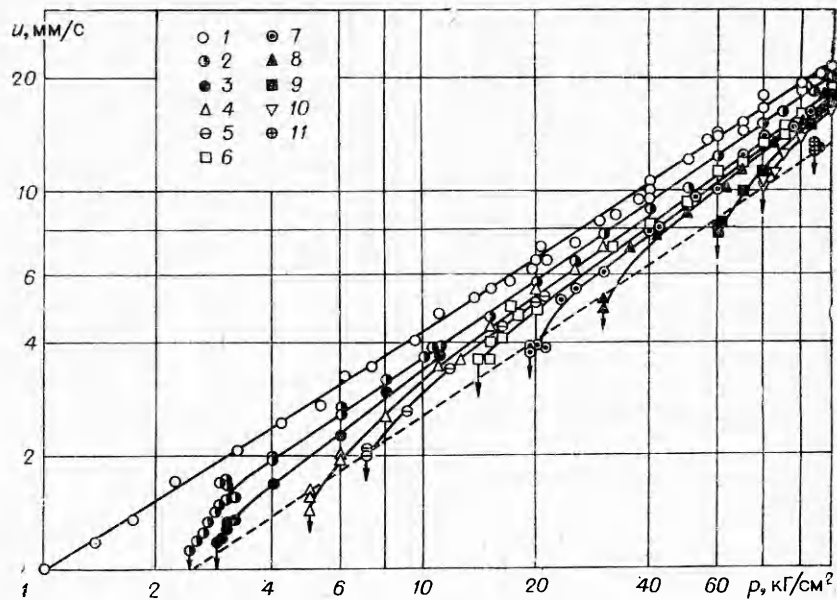


Рис. 2. Зависимость скорости горения образца А от давления.
Диаметр шашки, мм: 1—7, 2—2,15, 3—1,45, 4—1,15, 5—0,80, 6—0,50, 7—0,33, 8—0,25, 9—0,15, 10—0,10, 11—0,07; ———— $u_{ад}/V_e$.

всем исследованном интервале давления (рис. 5). При этом чем ниже давление, тем больше относительное различие в скоростях горения. Так, при давлении 20 и 100 кг/см² различие составляет 1,4 и 1,1 раза соответственно. В результате этого для образца меньшего диаметра зависимость $u(p)$ более сильная, чем для образца большего диаметра: значения ν в законе горения ($u=Vp^\nu$) равны 0,74 и 0,63 соответственно. Вблизи критического давления показатель степени ν может быть больше единицы. Например, для образца А при толщине пластинки 2,15 мм в диапазоне давления⁴ 2,4—3,0 кг/см² $\nu=1,7$, а для пороха Н при той же толщине и $p=2,8\div 3,3$ кг/см² $\nu=3$. Для тонких пластин повышенное значение ν наблюдается и в области более высокого давления. Так, для названных порохов при толщине пластин 0,15 мм в интервале давления 65—120 кг/см² $\nu=1,1$ (см. рис. 1, 2).

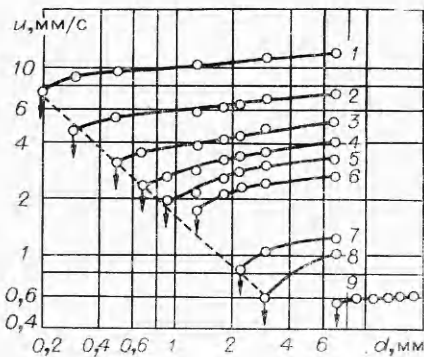


Рис. 3. Зависимость скорости горения пороха Н от диаметра шашки.
 p , кг/см²: 1—1, 2—2,8, 3—5,7, 4—13, 5—18, 6—24, 7—35, 8—57, 9—115. Стрелки — затухание горения. Ниже штриховой линии горение не распространяется.

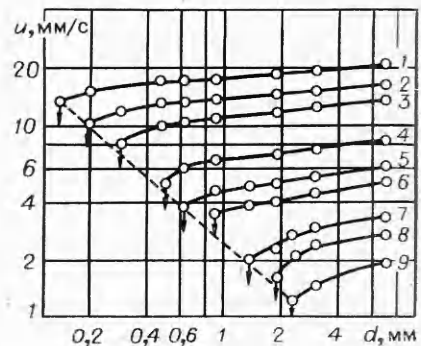
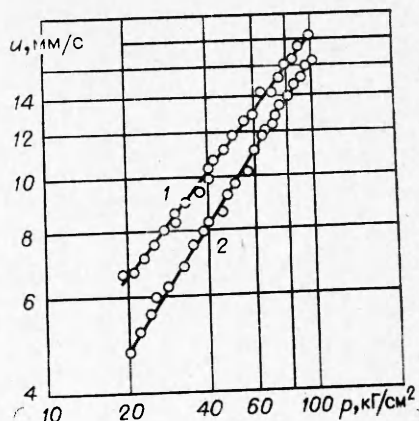


Рис. 4. Зависимость скорости горения образца А от диаметра шашки.
 p , кг/см²: 1—3,7, 2—5, 3—7, 4—14, 5—19, 6—30, 7—60, 8—80, 9—110.

⁴ В указанном интервале давления скорость горения определялась через 0,1 кг/см².

Рис. 5. Зависимость скорости горения образца А от давления для шашек диаметром 6,6 (1) и 3,2 мм (2).



Для твердых ВВ ранее не было получено предсказываемого теорией уменьшения скорости горения при изменении диаметра до критического. В данной работе убедительно показано, что скорость горения обоих порохов существенно зависит от размера заряда во всем изученном интервале давления (1—120 кг/см²) и на пределе она в 1,6—1,7 раза (т. е. в \sqrt{e}) меньше адиабатической.

В [8] практически не наблюдалось уменьшения скорости горения пороха Н при уменьшении диаметра заряда до критического. Это, по-видимому, следует объяснить большим шагом, с которым изменялся диаметр заряда, что не позволило определить с достаточной точностью $d_{кр}$ и, следовательно, критическую скорость горения. Так, при давлении 10 кг/см² порох горел при диаметре заряда 5 и 3 мм и затухал при диаметре заряда 1 мм, т. е. $d_{кр} = 1 \div 3$ мм (по данным настоящей работы $d_{кр} = 1,4$ мм).

Можно было предположить, что зависимость скорости горения порохов от толщины пластин могла быть обусловлена изменениями в составе пороха, которые произошли при изготовлении пластин различной толщины, вырезавшихся из полотен. Полотна различной толщины готовились прокаткой толстого полотна на вальцах при температуре 95° С. Не исключалось, что с уменьшением толщины прокатки увеличивались потери нитроглицерина. Это могло привести к снижению скорости горения. Для проверки этого предположения проведен следующий опыт. Полотно пороха А толщиной 2 мм разделили на две части. Из одной изготовили заряды диаметром 7 мм, а вторую часть 40 раз пропустили через валки (зазор 0,15 мм) при температуре 110° С и затем приготовили заряды диаметром 7 мм. Опыты показали, что по скорости горения эти образцы не различаются.

В соответствии с теорией [1, 3, 4] стационарная скорость распространения фронта реакции при наличии теплопотерь

$$u_b = u_{ад} \exp(-bu_{ад}^2/u_b^2),$$

где $b = E/RT_{ад}^2 \cdot u_{ад}^2$; ; $a = 2\alpha\kappa^2(T_{ад} - T_0)/\lambda$; $u_{ад}$ — адиабатическая скорость горения; α — коэффициент теплоотдачи; κ , λ — коэффициенты температуропроводности и теплопроводности; T_0 , $T_{ад}$ — начальная и адиабатическая температуры. Анализ этого выражения показывает, что безразмерная скорость горения ($u_b/u_{ад}$) увеличивается от $1/\sqrt{e}$ до 0,9 при изменении безразмерного диаметра $D = d/d_{кр}$ от 1 до 2.

Обработка полученных результатов подтверждает основные выводы теории [1—4]: наиболее сильное увеличение скорости горения наблюдается при изменении D от 1 до 2. В этом интервале безразмерная скорость увеличивается от 0,6 до 0,75÷0,9 в зависимости от давления (рис. 6, 7). Значение D , отвечающее постоянной безразмерной скорости, с увеличением давления изменяется, а не остается постоянным (см. рис. 6, 7). Диаметр D_1 , при котором скорость горения достигает величины 0,9 $u_{ад}$, зависит от давления следующим образом: $D_1 = 1,5 + 0,12p$. При $p = 5$ кг/см² $D_1 \approx 2$ (что и предсказывает теория [1, 3, 4]), при 110 кг/см² $D_1 = 15$.

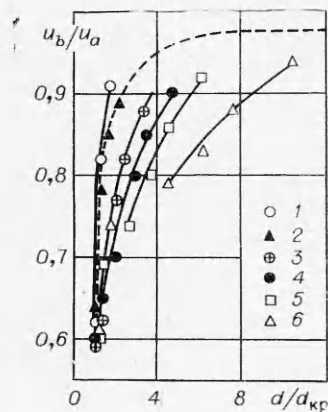


Рис. 6. Зависимость скорости горения пороха Н от диаметра в безразмерных координатах при различном давлении.
 p , кг/см²: 1—5,7, 2—13, 3—18, 4—24, 5—35, 6—65.

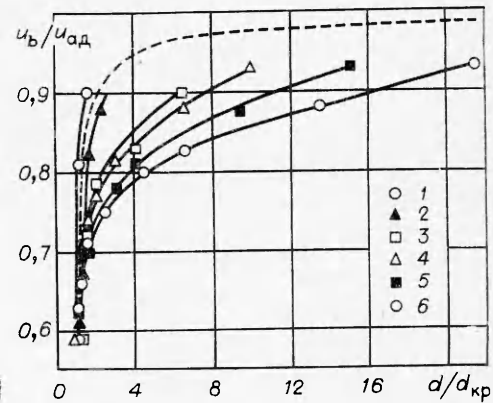


Рис. 7. Зависимость скорости горения образца А от диаметра в безразмерных координатах при различном давлении.
 p , кг/см²: 1—5, 2—7, 3—30, 4—60, 5—80, 6—110.

Влияние диаметра заряда на появление вторичного пламени. При определении зависимости $u(p)$ установлено, что чем меньше диаметр заряда, тем больше давление (p_c), начиная с которого появляется вторичное пламя. Связь между d_c и давлением, при котором пламя появляется, показана на рис. 8. Для пороха Н $d_c = 318 p^{-1.42}$, для образца А $d_c = 283 p^{-1.48}$. На рис. 8 представлена также зависимость $d_{кр}$ горения порохов от давления. Видно, что в области низких давлений $d_c > d_{кр}$. С ростом давления они сближаются. Экстраполяция результатов в область повышенных давлений показывает, что $d_c = d_{кр}$ при $p = 250$ кг/см².

Таким образом, в зависимости от диаметра заряда и давления горение может вообще не распространяться ($d < d_{кр}$), распространяться без вторичного ($d_{кр} < d < d_c$) и с вторичным пламенем ($d > d_c$). Для образца А при равных диаметрах вторичное пламя появляется при более низком давлении, чем для пороха Н. Так, при $d = 0,5$ мм для образца А $p = 70$ кг/см², а для пороха Н $p = 110$ кг/см². Интервал давлений однопламенного горения пороха тем больше, чем меньше толщина пластинки.

Диаметр срыва вторичного пламени зависит от ширины темной зоны ($h_{ад}$) в адиабатических условиях: для пороха Н $d_c = 1,3h_{ад}^{0.84}$, для образца А $d_c = 0,73h_{ад}^{0.84}$ (рис. 9). Для однопламенного горения в [2, 11] указывается, что d_c по порядку величины равен удвоенной ширине фронта стационарного распространения пламени.

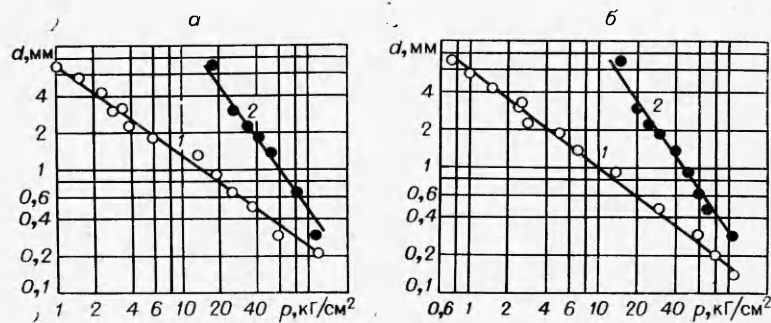


Рис. 8. Зависимость $d_{кр}$ (1) и диаметра срыва пламени d_c (2) от давления для пороха Н (а) и для образца А (б).

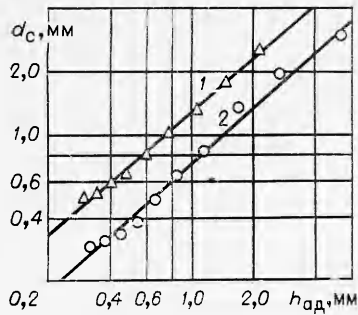


Рис. 9. Взаимосвязь между d_c и $h_{ад}$ для пороха Н (1) и образца А (2).

Критический диаметр. Проведенные эксперименты показали, что при давлениях 1—120 кГ/см² для пороха Н $d_{кр} = 7p^{-0,74}$, для образца А $d_{кр} = 6p^{-0,75}$ (см. рис. 8)⁵.

В работе [8] замечено, что поверхность шашек, погасших при давлении 5 и 10 кГ/см², имеет вид части сферы с радиусом, примерно равным диаметру заряда. В настоящем исследовании также наблюдалось подобное явление, но глубина кратера на затухшей шашке была примерно равна ее радиусу, а не диаметру. Отметим, что поверхность погасших шашек не является плоской и когда диаметр образца больше $d_{кр}$. Например, это наблюдалось на шашках диаметром 9; 11; 13; 16; 19 мм, погашенных при $p = 1$ кГ/см² быстрым погружением их в воду.

Сопоставим полученные результаты для пороха Н с теорией, предложенной в [5]. Расчет проводился аналогично работе [8]:

$$d_{кр}^9 = a_2 \beta \Theta \kappa / u_{кр} (1 - \sqrt{k} - \sqrt{r}), \quad d_{кр}^K = a_2 \beta \Theta \kappa / u_{кр} (1 - \sqrt{k} - \sqrt{r/2}),$$

где $d_{кр}^9$ и $d_{кр}^K$ — критический диаметр на экспоненциальном и колебательном режимах неустойчивости; $\Theta = T_{ад} - T_0$; $k = \beta(T_{п} - T_0)$; $a_2 = 16/\pi[\lambda_1 c / \lambda c_1 + 2/3(T_{п} - T_0)/\Theta]$; $r = (\partial T_{п} / \partial T_0) p$; κ — температуропроводность к-фазы; λ и λ_1 — коэффициенты теплопроводности конденсированной и газовой фаз. Для газовой фазы при $T = 900-1300^\circ\text{C}$ $\lambda_1 = 3 \div 4 \cdot 10^{-4}$ кал/(см·с·град) [10], $c_1 = 0,37-0,39$ кал/(г·град) [10], тогда $\lambda_1/c_1 = 0,8 \div 0,9 \cdot 10^{-3}$ г/(см·с). Для к-фазы $\lambda/c = 1,6 \cdot 10^{-3}$ г/(см·с), тогда $\lambda_1/c_1 = 0,53$.

Зависимость температурного коэффициента β от давления по данным работы [12] может быть аппроксимирована выражением $\beta = 1,23 \cdot 10^{-2} p^{-0,278}$, где β — в 1/град, p — в кГ/см². Критерий устойчивости Зельдовича (k) и r рассчитан по данным [8, 10, 13]. В [8, 13] указывается, что для пороха Н $u = 764 \exp(-4700/T_{п})$, отсюда получается, что $r = \beta T_{п}^2 / 4700$. Адиабатическая температура первого пламени бралась из [10].

⁵ Различие значений $d_{кр}$ при атмосферном давлении, приведенных в [8] (~12 мм) и полученных в данной работе (~7 мм), по-видимому, объясняется тем, что при $p = 1$ кГ/см² и комнатной температуре порох Н горит в неустойчивом режиме. Поэтому небольшие отклонения в составе и влажности пороха могут привести к большим отклонениям $d_{кр}$.

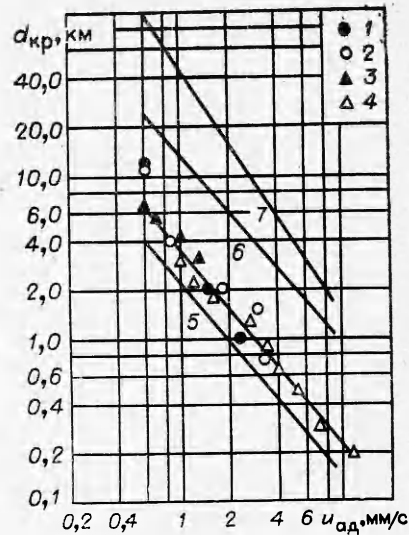


Рис. 10. Зависимость критического диаметра пороха Н от скорости горения.

1 — данные [9, 15]; 2 — [8]; 3 — результаты, полученные на цилиндрических зарядах; 4 — данные по эффективному $d_{кр}$; 5 — расчет по теории Я. Б. Зельдовича [1, 2, 14]; 6, 7 — значения $d_{кр}^9$ и $d_{кр}^K$, рассчитанные по теории [5].

Результаты расчета подтверждают выводы [8]: значения $d_{кр}$ находятся далеко за пределами $d_{кр}^a \div d_{кр}^k$ (рис. 10). По расчету $d_{кр}^a = 13u_{ад}^{-1,15}$, $d_{кр}^k = 45u_{ад}^{-1,5}$, согласно эксперименту $d_{кр} = 3,6u_{ад}^{-1,5}$.

Существующую теорию для газов нельзя применить для расчета $d_{кр}$, так как для пороха при всех давлениях $k > 1$ и, следовательно, ведущая реакция идет в к-фазе. Однако, если предположить, что горение пороха прекращается вследствие достижения критического диаметра для первого пламени, это позволяет воспользоваться выражением для критического диаметра горения газа [1, 2, 14]:

$$d_{кр} = 4\lambda_1 \sqrt{e\beta} \text{Nu} \Delta T / m_{ад} c_1,$$

где $m_{ад}$ — адиабатическая массовая скорость горения; Nu — критерий Нуссельта (Nu = 8[2]); ΔT — средняя разность между температурами газа и стенки; λ_1/c_1 принималось равным $0,85 \cdot 10^{-3}$ г/(см·с), все параметры соответствуют адиабатическим. Расчет показывает, что вычисленные значения критического диаметра ($d_{кр} = 2,2u_{ад}^{-1,2}$) практически совпадают с экспериментальными (см. рис. 10). Небольшое расхождение между экспериментальными определенными и расчетными $d_{кр}$ обусловлено тем, что при расчете не учитывались теплототери из к-фазы.

Можно полагать, что, несмотря на небольшое количество тепла, поступающего при горении пороха из газовой фазы в конденсированную ($Q_{\lambda} = 8 \div 16$ кал/г, $p = 1 \div 100$ кг/см² [10]), роль его при критических условиях горения существенна. Действительно, разогрев ($\Delta T = Q_{\lambda}/c$) к-фазы теплом, поступающим из первого пламени, при $p = 1 \div 100$ кг/см² равен $26 \div 54^\circ\text{C}$ ($c = 0,35$ кал/(г·град)), что близко к максимально допустимому понижению температуры ΔT_{\max} в реакционной зоне, приводящему к затуханию горения ($\Delta T_{\max} = RT_{п}^2/E$ [11]). Так при $p = 1 \div 100$ кг/см² $T_{п} = 200 \div 440^\circ\text{C}$ [10], $E = 19$ ккал/моль [13], $\Delta T_{\max} = 23 \div 46^\circ\text{C}$. Вероятно, поэтому, когда диаметр для первого пламени близок к критическому, горение пороха затухает.

Таким образом, для баллистического пороха теория, разработанная Я. Б. Зельдовичем, удовлетворительно согласуется с экспериментом как по зависимости скорости горения от диаметра заряда, так и по величине критического диаметра.

Авторы признательны А. Д. Марголину и Б. Н. Кондрикову за ценные советы и критические замечания, высказанные при обсуждении работы.

Поступила в редакцию
14/II 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 159.
2. Я. Б. Зельдович, В. В. Воеводский. Тепловой взрыв и распространение пламени в газах. М., ММИ, 1947.
3. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
4. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., «Наука», 1975.
5. Б. Н. Кондриков, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1974, 10, 5, 661.
6. В. Э. Анников, Б. Н. Кондриков. ФГВ, 1968, 4, 3, 350.
7. А. К. Филоненко. Канд. дис. М., ФИХФ, 1969.
8. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский и др. ФГВ, 1976, 12, 2, 179.
9. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., «Наука», 1966.
10. А. А. Зенин. Канд. дис. М., ИХФ АН СССР, 1962.
11. Д. Б. Сполдинг. Основы теории горения. М., ГЭИ, 1959.
12. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский и др. Докл. АН СССР, 1966, 169, 3, 619.
13. А. А. Зенин, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1973, 9, 2, 246.
14. Б. Н. Кондриков. ФГВ, 1969, 5, 1, 51.
15. К. К. Андреев, П. П. Попова. Докл. АН СССР, 1960, 134, 1142.