

К ВОПРОСУ О ЗАЖИГАНИИ БАЛЛИСТИЧНЫХ ПОРОХОВ

А. А. Ковалевский, С. С. Хлевной, В. Ф. Михеев

(Новосибирск)

ВВЕДЕНИЕ

За последнее время выполнено большое количество экспериментальных исследований по зажиганию баллиститных порохов. Пороха зажигались лучистой энергией [1, 2], внезапно сжатым газом в ударной трубе [3], в условиях отражения детонационной волны во взрывной трубе [4], в потоке нагретого газа [5, 6], в печах с комбинированной (лучистой и конвективной) теплопередачей [7].

Установлено, что количество тепла (u_p), необходимое для зажигания пороха, и время зажигания τ_0 с увеличением скорости нагрева вна-

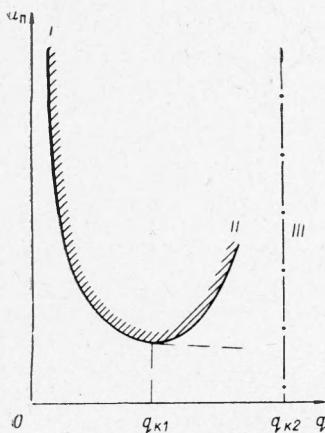


Рис. 1. Зависимость количества тепла, необходимого для зажигания пороха (поджигающий импульс u_p) от плотности теплового потока q .

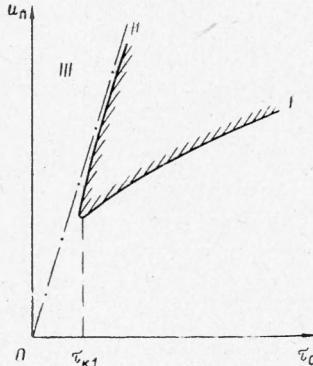


Рис. 2. Зависимость поджигающего импульса u_p от времени зажигания τ_0 .

чале уменьшаются, а затем неограниченно возрастают (области I и II на рис. 1 и 2). Можно предполагать, что существует область III больших тепловых потоков, при которых зажигание пороха не приводит к устойчивому горению [2, 8].

При небольших тепловых потоках $q < q_{k1}$ (кривая I на рис. 1 и 2) энергия зажигания u_p и время τ_0 нечувствительны к содержанию кислорода в окружающем порох газе, а зависимость их от состава газа

и его давления определяется только условиями теплопередачи около нагреваемой поверхности пороха.

В опытах по зажиганию нитроглицеринового пороха лучистой энергией, проведенных авторами этой статьи при $q < q_{k1}$, указанные выше закономерности подтвердились. Кроме того, измерениями температуры поверхности пороха найдено, что порох вначале нагревается как химически инертное вещество; время его нагрева τ_n практически совпадает с общим временем зажигания τ_0 ; вслед за этим скорость

роста температуры увеличивается и при $\tau = \tau_0$, температура T , начиная с T_n , резко возрастает (рис. 3).

Температура T_n , (температура поверхности пороха в момент зажигания) во всей области I меньше температуры T_k поверхности стационарно

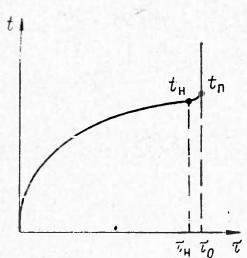


Рис. 3. Кривая роста температуры поверхности нагреваемого пороха перед зажиганием.

горящего пороха (для нитроглицеринового пороха $T_k \approx 275^\circ\text{C}$ при атмосферном давлении [9]) и растет с увеличением плотности теплового потока q .

Совокупность всех экспериментальных данных, относящихся к области I, позволяет сделать заключение о том, что в этой области зажигание контролируется экзотермическими реакциями, развивающимися в конденсированной фазе пороха при температурах, близких к T_n . Эту точку зрения высказал первым, по-видимому, П. Ф. Похил [10].

Исходя из представлений о преобладающей роли химических реакций в конденсированной фазе ряд авторов рассчитывал параметры зажигания порохов и ВВ при разных условиях [11—18]. Однако ясной физической модели протекания процесса зажигания ими не было предложено. В частности, в некоторых работах авторы исходили из неправильного представления о постоянстве температуры зажигания.

Нами предлагается для решения задачи о зажигании порохов использовать тепловую модель, разработанную ранее и применявшуюся для других случаев Н. Н. Семеновым и его учениками [19, 20], которая заключается в том, что в точке зажигания скорость выделения тепла вследствие химических реакций приравнивается скорости теплоотвода. Эта модель свободна от искусственного введения постоянной температуры зажигания и позволяет без применения сложной электронно-вычислительной техники получить простые закономерности, описывающие явление.

ТЕОРИЯ ЗАЖИГАНИЯ ПОРОХА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Пусть поверхность пороха подвергается воздействию теплового потока плотности $q_0 = \text{const}$. Вначале порох нагревается как инертное вещество с известными теплофизическими свойствами. При приближении температуры поверхности к T_n происходит ее резкое (почти мгновенное) возрастание, приводящее к зажиганию. Когда источник тепла прекращает свое действие раньше, чем будет достигнута температура T_n , зажигания не происходит. Если действие источника прекращается по достижении температуры T_n или позднее, порох зажигается.

В соответствии с представлениями Н. Н. Семенова, в этот момент (обозначим его через τ_0) скорость теплоприхода в результате

химических реакций в твердой фазе Q_+ должна превысить скорость теплоотвода в глубь пороха Q_- :

$$Q_+ \geq Q_- . \quad (1)$$

К этому времени в порохе существует некоторое известное распределение температуры. Преимущественное выделение тепла происходит при температурах, близких к T_n , т. е. в узком поверхностном слое пороха толщиной x_1 (рис. 4). Ширину этого слоя можно выбрать такой, чтобы скорость химической реакции в плоскости $x=x_1$ была в e раз меньше, чем на поверхности пороха. При всех $x > x_1$ скорость химической реакции считается пренебрежимо малой.

Поскольку при зажигании осуществляется небольшое превращение вещества, можно записать

$$Q_+ = Q_1 \cdot \rho \cdot x_1 \cdot k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{R T_n}\right),$$

где Q_1 — удельный тепловой эффект реакции, кал/г; ρ — плотность пороха, г/см³; k_0 — предэкспонент, 1/сек; R — универсальная газовая постоянная, кал/моль · град; E — энергия активации, кал/моль.

Поскольку отвод тепла из зоны химической реакции осуществляется только кондуктивным путем в глубь пороха, а внешний источник тепла при $\tau=\tau_0$ убран, то очевидно, что скорость теплоотвода определяется градиентом температуры на границе $x=x_1$:

$$Q_- = -\lambda \cdot \frac{\partial T(x_1, \tau_0)}{\partial x} = -\lambda \cdot \frac{\partial T_1}{\partial x}.$$

Тогда условие зажигания (1) записывается в следующей форме:

$$Q_1 \cdot \rho \cdot x_1 \cdot k_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{R T_n}\right) = -\lambda \cdot \frac{\partial T_1}{\partial x}. \quad (2)$$

Распределение температуры в порохе при зажигании может быть получено из решения дифференциального уравнения

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}, \quad x \geq 0, \quad \tau \geq 0 \quad (3)$$

при следующих граничных и начальных условиях:

$$\lambda \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = -q_0,$$

$$t(x, 0) = 0,$$

$$t(\infty, \tau) = 0,$$

где $t = T - T_0$ — избыточная температура; T_0 — начальная температура пороха; a — температуропроводность пороха, см²/сек.

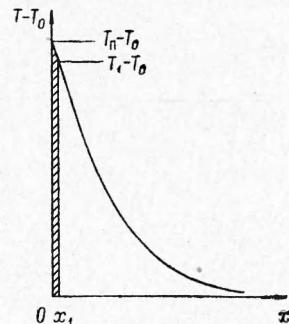


Рис. 4. К расчету ширине зоны химической реакции в конденсированной фазе пороха.

Решение для точки $x=x_1$ при $\tau=\tau_0$ имеет вид [21]

$$t_1 = T_1 - T_0 = \frac{q_0}{\lambda} \cdot \left\{ 2 \sqrt{\frac{a \tau_0}{\pi}} \cdot \exp \left(-\frac{x_1^2}{4a \tau_0} \right) - x_1 \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{x_1}{2 \sqrt{a \tau_0}} \right) \right\}, \quad (4)$$

где

$$\operatorname{erfc} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty \exp(-t^2) dt.$$

Это соотношение связывает ширину химической зоны x_1 и температуру T_1 в точке $x=x_1$. Так как скорость реакции при этой температуре меньше в e раз скорости реакции на поверхности пороха, то

$$\frac{E}{RT_n} + 1 = \frac{E}{RT_1},$$

где отношение $\frac{T_1}{T_n}$ является функцией энергии активации и температуры поверхности.

Однако зависимость отношения избыточных температур

$$\gamma = \frac{t_1}{t_n} = \frac{T_1 - T_0}{T_n - T_0} \quad (5)$$

от температуры T_n , сравнительно заметная при небольших энергиях активации и высоких начальных температурах, быстро исчезает с увеличением E и с уменьшением T_0 . Так, если при изменении T_n от 450 до 550° К для ВВ с энергией активации $E=20000$ кал/моль, находящегося при начальной температуре $T_0=330$ ° К, это отношение меняется от 0,84 до 0,87, то уже для $E=60000$ кал/моль и $T_0=210$ ° К оно постоянно и равно 0,97. В связи с этим можно для заданных энергии активации E и температуры T_0 принимать $\gamma=\text{const}$. Ошибка в определении γ при таком допущении во всех, практически важных, случаях не будет превосходить долей процента.

Ширина зоны реакции x_1 легко вычисляется из соотношения (5), где необходимо заменить t_1 и t_n определяющими их выражениями. Так как

$$t_n = T_n - T_0 = \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{\frac{a \tau_0}{\pi}}, \quad (6)$$

то соотношение (5) приводится к виду

$$\gamma = \exp(-y_0^2) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot y_0 \cdot \operatorname{erfc} y_0, \quad (7)$$

где

$$x_1 = 2y_0 \cdot \sqrt{a \tau_0}. \quad (8)$$

Безразмерная величина y_0 постоянна при данных E и T_0 , а ширина зоны химической реакции пропорциональна корню квадратному из времени поджигания.

Вследствие малости y_0 (для $E=20000$ кал/моль и $T_0=330$ ° К $y_0 \approx 0,08$; для $E=60000$ кал/моль и $T_0=210$ ° К $y_0 \approx 0,02$) можно правую

часть соотношения (7) разложить в ряд по y_0 , ограничившись членами до второго порядка малости. Тогда

$$y_0^2 - \sqrt{\pi} \cdot y_0 + 1 - \gamma = 0$$

и, следовательно,

$$y_0 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4(1-\gamma)}{\pi} \right]^{1/2} \right\}.$$

Если ограничиться членами первого порядка малости, то

$$y_0 = \frac{1 - \gamma}{\sqrt{\pi}},$$

Продифференцировав соотношение (4) по x , можно получить выражение для скорости теплоотвода Q_- в глубь пороха в точке $x=x_1$

$$Q_- = -\lambda \cdot \frac{\partial T(x_1, \tau_0)}{\partial x} = q \cdot \operatorname{erfc} y_0. \quad (9)$$

Для $E=20000$ кал/моль и $T_0=330^\circ$ К скорость теплоотвода составляет 91% от q_0 , для $E=60000$ кал/моль и $T_0=210^\circ$ К — 98%. Следовательно, в зоне химической реакции остается незначительная часть подводимого извне тепла и в первом приближении выражение (9) может быть заменено более простым:

$$Q_- = q_0.$$

При подстановке выражений (8) и (9) в условие зажигания (2) последнее принимает вид

$$\frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_n - T_0)} \exp \left(-\frac{E}{R T_n} \right) \geqslant \frac{\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{\operatorname{erfc} y_0}{y_0} = F_0. \quad (10)$$

Это условие в логарифмическом виде описывается линейной зависимостью $\ln \tau_0$ от $\frac{1}{T_n}$:

$$\ln \tau_0 = \frac{E}{R T_n} + \ln (T_n - T_0) - \ln \frac{Q_1 \cdot k_0}{F_0 \cdot c},$$

поскольку член $\ln (T_n - T_0)$ изменяется очень слабо.

В линейном приближении это условие записывается в виде

$$\ln \tau_0 = \frac{E}{R T_n} + \ln (T_n - T_0) - \ln \frac{4(1-\gamma) \cdot Q_1 \cdot k_0}{\pi \cdot c}.$$

Количество тепла u_n , поступившее в порох к моменту его зажигания, на основании формулы (6), определяется из соотношения

$$u_n = q_0 \tau_0 = \frac{\lambda \cdot t_n}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi \tau_0}{a}} = \frac{\pi \lambda^2 \cdot t_n^2}{4 a q_0} \quad (11)$$

и возрастает с увеличением времени зажигания τ_0 (и с уменьшением плотности теплового потока q_0).

Из рассмотренного следует:

1) с понижением T_0 температура зажигания пороха T_n должна незначительно возрастать;

2) с увеличением скорости подвода тепла к пороху время зажигания и ширина зоны химической реакции уменьшаются. Так как потери тепла в глубь пороха растут пропорционально q_0 , T_n также должна расти, чтобы скомпенсировать эти потери.

Очевидно, этот рост не может быть безграничным. При некоторой плотности теплового потока $q = q_{k1}$, которому соответствует время зажигания $\tau = \tau_{k1}$ (см. рис. 1 и 2), T_n достигает своей верхней границы T_k — температуры, определяемой физическими свойствами вещества и внешними условиями (например, давлением среды) и постоянной при неизменных внешних условиях. Она может быть температурой кипения (газификация) либо температурой, при которой в результате химических процессов происходит энергичное образование пузырьков газа — продуктов реакции — и в связи с этим интенсивное распыление исходного вещества. Унос вещества должен сопровождаться перемещением поверхности пороха со скоростью, определяемой граничными условиями теплообмена с окружающей средой. Вследствие этого плотность потока $q = q_{k1}$ нужно рассматривать верхней границей применимости соотношений, полученных в этой работе.

Ниже дан расчет параметров зажигания нитроглицеринового пороха при воздействии на его поверхность теплового потока постоянной плотности (порох рассматривается непрозрачным). Для этого пороха $c=0,35$ кал/г · град, $a=10^{-3}$ см²/сек, $\rho=1,6$ г/см³. Начальная температура — комнатная ($T_0=20^\circ\text{C}$).

В соответствии с работой [22] здесь предполагается, что предэкспонент k_0 в выражении константы скорости реакции в твердой фазе по порядку величины соответствует характеристической частоте валентных колебаний группы ONO_2 в нитроэфирах, равной 1283 1/см, т. е. $k_0=4 \cdot 10^{13}$ 1/сек. Энергия активации взята равной 33000 кал/моль и близка по величине к энергии разрываемой связи ($-\text{O}-\text{NO}_2$). Тепловой эффект $Q_1=300$ кал/г. Тогда $\gamma=0,93$, $y_0=0,040$, $F_0=10,5$, а ширина зоны химической реакции определяется по формуле

$$x_1 = 2y_0 \sqrt{a \tau_0} = 2,53 \cdot 10^{-3} \sqrt{\tau_0}.$$

Условие зажигания (10), представленное в логарифмическом виде, описывается линейной зависимостью $\lg \tau_0$ от $\frac{1}{T_n}$:

$$\lg \tau_0 = 7,166 \cdot 10^3 \cdot \frac{1}{T_n} + \lg (T_n - T_0) - 15,515.$$

(член $\lg (T_n - T_0)$ изменяется очень слабо).

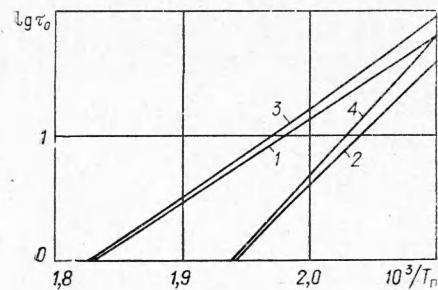


Рис. 5. Зависимость $\lg \tau_0$ от обратной температуры зажигания нитроглицеринового пороха (T_n , °К; τ_0 , сек).

1 — $H=0$, $\sigma=\infty$; 2 — $H=0$, $\sigma=100$ см⁻¹;
3 — $H=2$ см⁻¹, $\sigma=\infty$; 4 — $H=2$ см⁻¹,
 $\sigma=100$ см⁻¹.

Количество тепла, поступившее в порох для его зажигания, определяется из выражения

$$u_n = 1,57 \cdot 10^{-2} \cdot (T_n - T_0) \cdot \sqrt{\tau_0}.$$

Результаты расчета приведены на рис. 5 и 6.

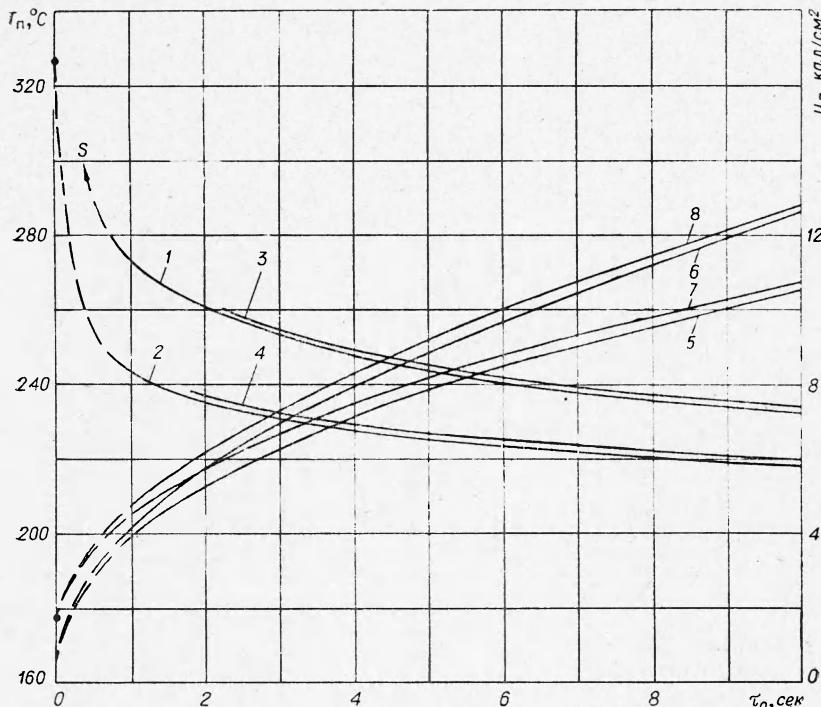


Рис. 6. Зависимость температуры зажигания T_n (кривые 1, 2, 3 и 4) и импульса зажигания (кривые 5, 6, 7 и 8) от времени зажигания τ_0 для нитроглицеринового пороха (параметры пороха указаны в тексте).
 1, 5 — $H=0$, $\sigma=\infty$; 2, 7 — $H=0$, $\sigma=100 \text{ см}^{-1}$; 3, 6 — $H=2 \text{ см}^{-1}$, $\sigma=\infty$; 4, 8 — $H=2 \text{ см}^{-1}$, $\sigma=100 \text{ см}^{-1}$.

ВЛИЯНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ НА ЗАЖИГАЕМОСТЬ ПОРОХА

При некоторой прозрачности пороха лучистая энергия поглощается не на поверхности, а в массе вещества; чем выше прозрачность пороха, тем большее эффективная толщина проникновения лучистой энергии. Это влияние становится особенно существенным при большой скорости нагрева вещества, которой соответствуют сравнительно небольшие времена зажигания, и приводит к тому, что распределение температуры в порохе оказывается более пологим, а зона химической реакции шире, чем при поверхностном нагреве. В связи с этим условие зажигания $Q_+ \geq Q_-$ должно осуществляться при более низкой температуре T_n .

Задача об отыскании температурного поля в полуограниченном пространстве в этом случае сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \cdot \left[\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \sigma \cdot Q_0 \cdot \exp(-\sigma x) \right] \quad \text{для } x \geq 0, \tau \geq 0 \quad (12)$$

при граничных и начальных условиях

$$\lambda \cdot \frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = 0, \quad t(x, 0) = 0, \quad t(\infty, \tau) = 0,$$

где $Q_0 = \frac{q_0}{\lambda}$, а σ характеризует поглощательную способность вещества ($\sigma = \infty$ соответствует уже рассмотренному случаю поглощения энергии на поверхности тела).

Решением уравнения (12) является соотношение [23]

$$t(x, \tau) = Q_0 \cdot \left[2 \sqrt{\frac{a \tau}{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4a \tau}\right) - x \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{a \tau}}\right) \right] - \\ - \frac{Q_0}{\sigma} \cdot \left\{ \exp(-\sigma x) - \frac{1}{2} \left[\exp(\sigma x + a \sigma^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc}\left(\sigma \sqrt{a \tau} + \frac{x}{2\sqrt{a \tau}}\right) + \exp(-\sigma x + a \sigma^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc}\left(\sigma \sqrt{a \tau} - \frac{x}{2\sqrt{a \tau}}\right) \right] \right\}.$$

При этом температура поверхности пороха равна

$$t(0, \tau) = 2Q_0 \cdot \sqrt{\frac{a \tau}{\pi}} - \frac{Q_0}{\sigma} [1 - \exp(a \sigma^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc}(\sigma \sqrt{a \tau})]. \quad (13)$$

Ширина зоны химической реакции вычисляется из выражения $x_1 = 2y_1 \sqrt{a \tau_0}$, а безразмерный параметр y_1 может быть найден из соотношения

$$[\exp(-y_1^2) - \sqrt{\frac{\pi}{\pi}} \cdot y_1 \cdot \operatorname{erfc} y_1] - \gamma \cdot \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\frac{\pi}{\pi}}}{2\varphi} [1 - \exp(\varphi^2) \times \right. \\ \times \operatorname{erfc} \varphi] \left. \right\} = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{\pi}}}{2\varphi} \left\{ \exp(-2y_1 \varphi) - \frac{1}{2} [\exp(\varphi^2 + 2y_1 \varphi) \times \right. \\ \times \operatorname{erfc}(\varphi + y_1) + \exp(\varphi^2 - 2y_1 \cdot \varphi) \cdot \operatorname{erfc}(\varphi - y_1)] \right\}, \quad (14)$$

где введена безразмерная переменная $\varphi = \sigma \sqrt{a \tau_0}$.

Параметр y_1 всегда больше, чем y_0 , и асимптотически приближается к y_0 , когда $\varphi \rightarrow \infty$.

Условие зажигания (2) здесь имеет вид

$$\frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_n - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_n}\right) \geq F_1(y_1, \varphi), \quad (15)$$

где

$$F_1 = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{\pi}}}{4y_1} \cdot \frac{\operatorname{erfc} y_1 - \left[\exp(-2y_1 \varphi) + \frac{1}{2} \exp(\varphi^2 + 2y_1 \varphi) \operatorname{erfc}(\varphi + y_1) - \right.}{1 - \frac{\sqrt{\frac{\pi}{\pi}}}{2\varphi} [1 - \exp(\varphi^2) \cdot \operatorname{erfc} \varphi]} \rightarrow \\ \rightarrow \frac{-\frac{1}{2} \exp(\varphi^2 - 2y_1 \varphi) \operatorname{erfc}(\varphi - y_1)}{\left. \right]}. \quad (16)$$

Легко убедиться, что при $\varphi \rightarrow \infty$ $F_1 \rightarrow F_0$. В интервале $0 < \varphi < 15$ функцию F_1 можно представить более простой зависимостью

$$F_1 = F_0 \cdot \frac{\gamma \varphi}{1 + \kappa \varphi},$$

где величина κ , постоянная при неизменных E и T_0 , может быть определена из (16) по какому-нибудь одному значению φ .

Количество тепла, поступившее в порох к моменту его зажигания, на основании формулы (13) определяется соотношением:

$$u_n = \frac{\lambda \cdot t_n}{2} \cdot \sqrt{\frac{\pi \tau_0}{a}} \cdot \left\{ 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2\varphi} [1 - \exp(-\varphi^2) \cdot \operatorname{erfc} \varphi] \right\}^{-1/2}. \quad (16a)$$

При очень больших интенсивностях и малом времени воздействия световой энергии распределение температуры в порохе является экспоненциальным:

$$t(x, \tau) = T - T_0 = \frac{\sigma \cdot q_0 \cdot \tau}{c \rho} \cdot \exp(-\sigma x).$$

Количество тепла, необходимое для создания в порохе такого температурного профиля, может быть найдено из выражения

$$u_\sigma = q_0 \tau = t(0, \tau) \cdot \frac{c \rho}{\sigma}.$$

Из этой формулы следует, что для достижения на поверхности прозрачного пороха конечной температуры при $\tau \rightarrow 0$ необходимо конечное количество тепла.

Пусть $T_{n_{\tau \rightarrow 0}} < T_k$. Тогда при $\tau \rightarrow 0$ ширина зоны химической реакции

$$x_1 = -\frac{\ln \gamma}{\sigma},$$

где

$$\gamma = \frac{t_1(x_1, 0)}{t(0, 0)} = \frac{t_1(x_1, 0)}{t_n}.$$

Так как теплопотери в точке $x=x_1$

$$Q_+ = -\lambda \cdot \frac{\partial t_1}{\partial x} = \lambda \cdot t_n \cdot \sigma \cdot \exp(-\sigma x) = \lambda \cdot t_n \cdot \sigma \cdot \gamma,$$

то условие зажигания при $\tau \rightarrow 0$ принимает вид

$$\frac{a \sigma^2 \gamma}{\ln \frac{1}{\gamma}} \leq \frac{k_0 \cdot Q_1}{c(T_{n_{\tau \rightarrow 0}} - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{R T_{n_{\tau \rightarrow 0}}}\right). \quad (17)$$

Температура зажигания, определяемая из этого соотношения, конечна в отличие от температуры T_n бесконечной при $\tau \rightarrow 0$ для $\sigma = \infty$ и тем самым нереальной. Если она меньше температуры T_k , зажигание в к-фазе можно осуществить при любой плотности теплового потока и за любое время.

Если вычисленная по формуле (17) температура $T_{n \rightarrow 0}$ больше, чем T_k , условия зажигания (15) не выполняются при конечном времени $\tau < \tau_{k1}$. Однако уменьшая σ и тем самым увеличивая прозрачность пороха, можно, очевидно, понизить температуру зажигания T_n и при неизменной температуре фазового превращения T_k добиться расширения области зажигания в k -фазе (область I) в сторону увеличения критического потока q_{k1} (уменьшения критического времени зажигания τ_{k1}). Того же эффекта можно достичь, если при неизменной прозрачности увеличивать T_k (например, поднимая давление окружающей среды). В опытах Прайса с сотрудниками [2] такая закономерность наблюдалась.

Когда параметр φ велик ($\varphi > 10$), толщина зоны реакции вычисляется более просто. В этом случае можно пренебречь правой частью уравнения (14), а первый член в квадратных скобках, стоящий в левой части уравнения (14), разложить в ряд по y_1 :

$$\exp(-y_1^2) - \sqrt{\pi} \cdot y_1 \cdot \operatorname{erfc} y_1 \approx y_1^2 - \sqrt{\pi} \cdot y_1 + 1.$$

Тогда уравнение (14) превращается в квадратное относительно y_1 :

$$y_1^2 - \sqrt{\pi} \cdot y_1 + 1 - \gamma \cdot f(\varphi) = 0,$$

где

$$f(\varphi) = 1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2\varphi} [1 - \exp(\varphi^2) \operatorname{erfc} \varphi].$$

Корнем этого уравнения является:

$$y_1 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4[1 - \gamma \cdot f(\varphi)]}{\pi} \right]^{1/2} \right\}.$$

Корень со знаком «плюс» нереален, так как y_1 не может быть больше $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$.

Из тех же соображений функция $F_1(y_1, \varphi)$ в уравнении (15) может быть значительно упрощена, так как сумма

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \exp(\varphi^2 + 2y_1 \varphi) \operatorname{erfc}(\varphi + y_1) - \frac{1}{2} \exp(\varphi^2 - 2y_1 \varphi) \operatorname{erfc}(\varphi - y_1) = \\ = \frac{1}{2} \exp(-y_1^2) \cdot \{ \exp[(\varphi + y_1)^2] \cdot \operatorname{erfc}(\varphi + y_1) - \\ - \exp[(\varphi - y_1)^2] \cdot \operatorname{erfc}(\varphi - y_1) \} \end{aligned}$$

мала и ею можно пренебречь.

Тогда условие зажигания при больших φ принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_n - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_n}\right) \geq \frac{\sqrt{\pi}}{4y_1} \times \\ \times \frac{\operatorname{erfc} y_1 - \exp(-2y_1 \varphi)}{1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2\varphi} [1 - \exp(\varphi^2) \operatorname{erfc} \varphi]} = F_1(y_1, \varphi). \end{aligned}$$

На рис. 5 и 6 приведены кривые зажигания нитроглицеринового пороха со свойствами, описанными ранее, и коэффициентом прозрачности $\sigma = 100 \text{ l/cm}$ ($x=0,07$).

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ НА ПОДЖИГАЕМОСТЬ НЕПРОЗРАЧНОГО ПОРОХА

Влияние теплоотдачи в окружающую среду с поверхности нагреваемого пороха на его поджигаемость становится особенно значительным при небольших тепловых потоках Q_0 , которым соответствуют большие задержки зажигания τ_0 . Теоретическое исследование этого влияния имеет принципиально важное значение, так как вместе с экспериментами по обдуву пороха газовыми потоками с различным содержанием кислорода позволяет ответить на вопрос о месте, где он зажигается (в газовой или конденсированной фазе).

Найдем условия зажигания пороха лучистой энергией, предполагая, что теплоотдача в окружающую среду осуществляется с облучаемой поверхности по закону Ньютона.

Распределение температуры в порохе должно быть решением дифференциального уравнения (3) при граничных и начальных условиях

$$\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = -Q_0 + H \cdot t(0, \tau),$$

$$t(x, 0) = 0,$$

$$t(\infty, \tau) = 0,$$

где $H = \frac{\alpha}{\lambda}$, α — коэффициент теплообмена с окружающей средой (кал/см² · сек · град).

Это решение имеет вид [21]:

$$t(x, \tau) = \frac{Q_0}{H} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha \tau}} \right) - \exp(Hx + \alpha H^2 \tau) \times \right. \\ \left. \times \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha \tau}} + H\sqrt{\alpha \tau} \right) \right].$$

Температура на поверхности пороха определяется по формуле

$$t(0, \tau) = \frac{Q_0}{H} \cdot [1 - \exp(\alpha H^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc}(H\sqrt{\alpha \tau})],$$

а безразмерная ширина зоны химической реакции $\xi_1 = Hx_1$ из соотношения

$$\operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi_1}{2\psi} \right) = \exp(-\xi_1 + \psi^2) \operatorname{erfc} \left(-\frac{\xi_1}{2\psi} + \psi \right) = \gamma [1 - \exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc}\gamma],$$

где введен безразмерный параметр $\psi = H\sqrt{\alpha \tau_0}$; $\gamma = \frac{t_1}{t_n}$.

С возрастанием ψ ширина зоны ξ_1 увеличивается. Поскольку при

поджигании в таких условиях $Q_{\text{н}} = -\lambda \cdot \frac{\partial t_{\text{n}}}{\partial x} + \alpha \cdot t_{\text{n}}$, то условие зажигания (1) здесь принимает вид

$$\frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_{\text{n}} - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_{\text{n}}}\right) \geq F_2(\xi_1, \psi),$$

где

$$F_2(\xi_1, \psi) = \frac{\psi^2}{\xi_1} \cdot \left[(1 - \gamma) + \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{\xi_1}{2\psi}\right)}{1 - \exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc}\psi} \right]. \quad (18)$$

Как показывают расчеты, в интервале $0 < \psi < 5$ величина

$$\chi = \frac{\psi}{\xi_1 \cdot F_0} \left[1 - \gamma + \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{\xi_1}{2\psi}\right)}{1 - \exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc}\psi} \right] - \frac{1}{\psi} = \text{const}$$

при постоянных E и T_0 (здесь F_0 определяется из формулы (10)). При известных свойствах пороха и заданных начальных условиях постоянную χ легко определить по одному из значений ψ .

Следовательно, условию зажигания можно придать сравнительно простой вид:

$$\frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_{\text{n}} - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_{\text{n}}}\right) \geq F_0 \cdot (1 + \chi \psi). \quad (19)$$

Из этой формулы видно, что с увеличением теплоотдачи время зажигания τ_0 при одной и той же температуре T_{n} растет. При $\psi \rightarrow 0$ ($H \rightarrow 0$) формула (19) переходит в (10) — осуществляются наиболее благоприятные условия зажигания.

Импульс зажигания определяется по формуле

$$u_{\text{n}} = q_0 \tau_0 = \alpha \cdot \tau_0 \cdot t_{\text{n}} \cdot [1 - \exp(aH^2 \tau_0) \cdot \operatorname{erfc}(H \sqrt{a \tau_0})]^{-1},$$

При $\psi \rightarrow 0$ ($H \rightarrow 0$) эта формула переходит в (11).

Количество тепла, поглощенное порохом к моменту зажигания,

$$u_{\text{n}} = \int_0^{\tau_0} \alpha \cdot t(0, \tau) \cdot d\tau = \frac{q_0}{aH^2} \cdot \left\{ 2H \sqrt{\frac{a \tau_0}{\pi}} - \right. \\ \left. - [1 - \exp(aH^2 \tau_0) \cdot \operatorname{erfc}(H \sqrt{a \tau_0})] \right\}.$$

На рис. 5 и 6 приведены кривые зажигания непрозрачного нитроглицеринового пороха со свойствами, перечисленными ранее, и относительным коэффициентом теплообмена $H=2 \text{ l}/\text{cm}$ ($\chi=0,735$).

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООБМЕНА С ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДОЙ НА ПОДЖИГАЕМОСТЬ ПРОЗРАЧНОГО ПОРОХА

В этом случае распределение температуры в полуограниченном об разце пороха имеет вид [24]

$$t(x, \tau) = \frac{Q_0}{\tau} \left\{ \left(\frac{\sigma}{H} + 1 \right) \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2 \sqrt{a \tau}} \right) - \frac{\tau^2}{H(\tau - H)} \cdot \exp(Hx +$$

$$\begin{aligned}
 & + a H^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{x}{2 \sqrt{a \tau}} + H \sqrt{a \tau} \right) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma + H}{\sigma - H} \times \\
 & \times \exp(\sigma x + a \sigma^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc} \left(\sigma \sqrt{a \tau} + \frac{x}{2 \sqrt{a \tau}} \right) - \exp(-\sigma x) + \\
 & + \frac{1}{2} \cdot \exp(a \sigma^2 \tau - \sigma x) \cdot \operatorname{erfc} \left(\sigma \sqrt{a \tau} - \frac{x}{2 \sqrt{a \tau}} \right)
 \end{aligned}$$

и может быть получено в результате решения уравнения (12) при граничных и начальных условиях:

$$\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = H \cdot t(0, \tau),$$

$$t(\infty, \tau) = 0,$$

$$t(x, 0) = 0.$$

Температура поверхности вычисляется по формуле

$$t(0, \tau) = \frac{Q_0}{H} \cdot \left\{ 1 - \frac{\sigma}{\sigma - H} \cdot \left[\exp(a H^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc}(H \sqrt{a \tau}) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{H}{\sigma} \cdot \exp(a \sigma^2 \tau) \cdot \operatorname{erfc}(\sigma \sqrt{a \tau}) \right] \right\}.$$

На поверхности пороха производная $\frac{\partial t(0, \tau)}{\partial x} = H \cdot t(0, \tau) > 0$, а при большом удалении от поверхности $\frac{\partial t}{\partial x} < 0$; поэтому температура с увеличением x вначале возрастает, а затем, пройдя через максимальное значение, убывает. Расчеты показывают, однако, что при умеренных потерях тепла в окружающую среду различие между температурой поверхности и наибольшей по координате температурой незначительно, в связи с чем ширину зоны химической реакции можно искать через $\gamma = \frac{t_1}{t_n}$:

$$\begin{aligned}
 & (\nu + 1) \cdot \operatorname{erfc} y_2 - \frac{\nu^2}{\nu - 1} \cdot \exp(2y_2 \psi + \psi^2) \operatorname{erfc}(y_2 + \psi) + \\
 & + \frac{1}{2} \cdot \frac{\nu + 1}{\nu - 1} \cdot \exp[2y_2 \cdot \nu \psi + (\nu \psi)^2] \cdot \operatorname{erfc}(y_2 + \nu \psi) - \exp(-2y_2 \psi \nu) + \\
 & + \frac{1}{2} \cdot \exp[-2y_2 \cdot \nu \psi + (\nu \psi)^2] \cdot \operatorname{erfc}(\nu \psi - y_2) = \\
 & = \gamma \cdot \frac{\nu}{\nu - 1} \cdot [\nu - 1 - \nu \cdot \exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc} \psi + \exp(\nu^2 \psi^2) \cdot \operatorname{erfc}(\nu \psi)],
 \end{aligned}$$

где

$$y_2 = \frac{x_1}{2 \sqrt{a \tau_0}}; \quad \nu = \frac{\sigma}{H} = \frac{\varphi}{\psi}; \quad \varphi = \sigma \sqrt{a \tau_0}; \quad \psi = H \sqrt{a \tau_0}.$$

Условие зажигания может быть представлено формулой

$$\frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_n - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{RT_n}\right) \geq F(y_2, \psi, \nu),$$

где

$$\begin{aligned}
 F(y_2, \psi, \nu) = & -\frac{\psi}{4y_2} \left\{ 2 - \gamma + \left[(\nu + 1) \cdot \exp(2y_2 \psi + \frac{\psi^2}{4}) \times \right. \right. \\
 & \times \operatorname{erfc}(y_2 + \psi) - \frac{\nu^2 - 1}{\nu} \cdot \operatorname{erfc} y_2 + \frac{\nu + 1}{\nu} \cdot \exp(2y_2 \nu \psi + \nu^2 \psi^2) \times \\
 & \times \operatorname{erfc}(y_2 + \nu \psi) - \frac{\exp(-y_2^2)}{2\nu^2 \cdot \psi \cdot \sqrt{\pi}} \Big] \cdot [\nu (1 - \exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc} \psi) - \\
 & - (1 - \exp(\nu^2 \psi^2) \cdot \operatorname{erfc}(\nu \psi))]^{-1} \Big\}. \quad (20)
 \end{aligned}$$

При этом $F \rightarrow F_1$ при $\psi \rightarrow 0$ ($H \rightarrow 0$);
 $F \rightarrow F_2$ при $\psi \rightarrow \infty$ ($\sigma \rightarrow \infty$);
 $F \rightarrow F_0$ при $\psi \rightarrow 0$ ($H \rightarrow 0$) и $\varphi \rightarrow \infty$ ($\sigma \rightarrow \infty$),
где F_0, F_1, F_2 определяются выражениями (10), (16) и (18) соответственно.

В приближенных расчетах (в интервале $0 < \psi < 5, 0 < \varphi < 15$) вместо сложной функции $F(y_2, \nu, \psi)$, определяемой формулой (20), можно пользоваться более простой, но вместе с тем достаточно точной для вычислений функцией $\frac{\chi \varphi}{1 + \chi \varphi} \cdot F_0 \cdot (1 + \chi \psi)$, где F_0 определяется выражением (10).

Тогда условие зажигания принимает вид

$$\frac{Q_1 \cdot k_0 \cdot \tau_0}{c(T_n - T_0)} \cdot \exp\left(-\frac{E}{R T_n}\right) \geq \frac{(1 + \chi \psi) \cdot \chi \varphi}{1 + \chi \varphi} \cdot F_0.$$

Импульс зажигания $u_n = q_0 \tau_0$ вычисляется по формуле

$$u_n = \alpha \cdot \tau_0 \cdot t_n \cdot \left\{ 1 - \frac{\nu}{\nu - 1} \left[\exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc} \psi - \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{1}{\nu} \exp(\varphi^2) \cdot \operatorname{erfc} \varphi \right] \right\}^{-1}.$$

Количество тепла, поглощенное порохом к моменту зажигания, может быть определено из соотношения

$$\begin{aligned}
 u_n - \int_0^{\tau_0} \alpha \cdot t(0, \tau) d\tau = & \frac{u_n \cdot \nu}{\nu - 1} \cdot \left\{ \frac{1}{\psi^2} \left[\frac{2\psi}{\sqrt{\pi}} - \right. \right. \\
 & - (1 - \exp(\psi^2) \cdot \operatorname{erfc} \psi) \left. \right] - \frac{1}{\nu \cdot \varphi^2} \left[\frac{2\varphi}{\sqrt{\pi}} - (1 - \exp(\varphi^2) \cdot \operatorname{erfc} \varphi) \right] \right\}.
 \end{aligned}$$

На рис. 5 и 6 представлены кривые, описывающие зажигание нитроглицеринового пороха со свойствами, перечисленными выше, и $\sigma = 100 \text{ 1/cm}$, $H = 2 \text{ 1/cm}$ ($\chi = 0,07$, $\nu = 0,735$).

ВЫВОДЫ

1. Предложена тепловая модель зажигания порохов, в которой в соответствии с теорией Н. Н. Семенова условием зажигания является превышение скорости тепловыделения из-за химических реакций, раз-

вивающихся в поверхностном слое пороха, над скоростью тепловых потерь из этого слоя.

2. Исследовано влияние прозрачности пороха и теплоотдачи с его поверхности в окружающую среду на поджигаемость пороха.

Выполнен расчет параметров зажигания типового нитроглицеринового пороха.

*Поступила в редакцию
27/VI 1967*

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Похил, М. М. Белов. Сб. «Физика взрыва», М., Изд-во АН СССР, 1956, № 2, стр. 104.
2. E. W. Price, H. H. Bradley, J. D. Hightower, R. O. Fleming. AIAA. Preprint, 1964, N 120.
3. R. F. McAlevy III and M. Summerfield ARSJ, 1962, 32, 2, 270.
4. M. A. Cook and F. A. Olson. A. I. Ch. E. J., 1955, 1, 391.
5. S. W. Churchill, R. W. Kruggel, and J. C. Vierg. A. I. Ch. E. J., 1956, 2, 4.
6. В. И. Лисицкий, А. Г. Мережанов. Научно-технические проблемы горения и взрыва, 1965, 2, 62.
7. J. F. Roth and G. P. Wachtell. I. and E. C. Fundamentals, 1962, 1, 1, 62.
8. В. Б. Либрович. ПМТФ, 1963, 6, 74.
9. В. В. Александров, Э. В. Конев и др. ФГВ, 1966, 1.
10. П. Ф. Похил. Докт. дисс., ИХФ АН СССР, М., 1954.
11. B. L. Hicks. J. Chem. Phys., 1954, 22, 3, 414.
12. J. H. Frazer, B. L. Hicks. J. Phys. and Coll. Chem., 1950, 54, 872.
13. В. Н. Вилюнов, О. Б. Сидонский. ФГВ, 1965, 4, 39.
14. В. Н. Вилюнов. ФГВ, 1966, 2.
15. Я. Б. Зельдович. Докл. АН СССР, 1963, 150, 2, 283.
16. G. B. Cook. Proc. Roy. Soc., 1958, 246, 154.
17. В. Н. Вилюнов, О. Б. Сидонский. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
18. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мережанов. Инж. физ. ж., 1965, 8.
19. Н. Н. Семенов. Цепные реакции. Л., Госхимиздат, 1934.
20. Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1939, 13, 6, 738.
21. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., ГИТТЛ, 1952.
22. А. И. Сербино. ЖФХ, 1959, 33, 12, 2641.
23. В. В. Александров. Дипл. работа, МИФИ, ИХФ АН СССР, 1956.
24. В. И. Данилевская. Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение, 1959, 3, 129.