

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

**МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ
С НЕСВЯЗАННОЙ ПОРИСТОСТЬЮ**

*В. С. Аксенов, В. А. Борисов, Г. Н. Леонов, А. В. Любимов,
А. К. Парфенов, В. М. Чиков*

(Москва)

Известно, что в определенных условиях горение пористых конденсированных систем устойчиво и осуществляется послойно [1, 2]. Связность пор способствует возникновению фильтрационной неустойчивости горения (например, при повышенных давлениях). Однако существует ряд систем, содержащих замкнутые, не связанные между собой поры, обеспечивающие газонепроницаемость в целом. Устойчивость горения подобных систем велика и имеет место при весьма высоких давлениях. В [3] исследовалось горение порохов с пузырьковой несвязанной пористостью при давлениях, не превышающих 50 атм. Предложена упрощенная схема горения пористого образца, предсказывающая качественно зависимость массовой скорости горения от давления. В настоящей работе предлагается количественная геометрическая модель горения пористой системы с несвязанными порами, позволяющая прогнозировать характеристики ее горения в широком интервале давлений по известным закономерностям горения сплошного остова пористой системы.

Будем считать, что в сплошной конденсированной системе (например, пороховой массе) равномерно по объему распределены сферические поры радиусом R_0 . Пory не связаны между собой, так что фильтрация газа в процессе горения исключается. Характер горения такого пороха существенно зависит от соотношения между размером пор и толщиной прогретого слоя x при горении остова пороха. Если $2R_0/x \ll 1$, то фронт горения остается плоским, и массовые скорости горения пористого и сплошного порохов одинаковы. Если же $2R_0/x > 1$, то фронт горения искривляется за счет воспламенения пор с внутренней поверхности, и величина массовой скорости горения уже не остается постоянной. Этот режим имеет место при крупных порах (если фиксировать внешние условия) или же при больших скоростях (т. е. при высоких давлениях) при фиксированном размере пор.

Если рассмотреть горение одинаковых объемов пористого и сплошного порохов, то легко показать, что

$$K = \frac{(u_m)_p}{u_m} = 1 + \frac{\Delta S_+}{S_0}, \quad (1)$$

где u_m , $(u_m)_p$ — массовые скорости горения сплошного и пористого порохов; S_0 — поверхность горения сплошного пороха; ΔS_+ — суммарное увеличение поверхности горения пористого пороха за счет вскрытия и воспламенения пор.

При подходе фронта горения к единичной поре она вскрывается и по истечении времени τ воспламеняется. Временем проникновения горячих газов в пору пренебрегаем, так как скорость втекающего газа велика. За время задержки воспламенения фронт горения по остову перемещается на расстояние $x = u\tau$ (u — скорость горения остова). Разность площадей воспламенившегося шарового сегмента и площади сечения поры плоским фронтом горения, являющаяся увеличением поверхности горения, будет даваться соотношением

$$\Delta S = \pi \cdot (2R_0 - x)^2. \quad (2)$$

Рассмотрим произвольное сечение пористого пороха площадью S_0 . Будем считать, что фиксированная пора находится в этом сечении, если оно пересекает пору или касается ее. Очевидно, что объем, содержащий такие поры, будет равен $2R_0 S_0$,

а число пор, попадающих в данное сечение, выразится следующим образом:

$$n_0 = 2R_0 S_0 n_1, \quad (3)$$

$$n_1 = \frac{m}{\frac{4}{3} \pi R_0^3}, \quad (4)$$

где n_1 — число пор в единице объема; m — пористость.

Пусть плоская поверхность S_0 переместится на расстояние, превышающее x , после касания с некоторой фиксированной порой. Для пор, попадающих в слой пороха толщиной x , условие воспламенения не удовлетворяется. Общее число этих пор дается выражением

$$n_2 = n_1 S_0 x. \quad (5)$$

За счет наличия этих пор поверхность горения уменьшается. Остальные поры, попавшие в сечение S_0 , будут вскрываться и воспламеняться изнутри, что приведет к искривлению плоского фронта и к увеличению поверхности горения по сравнению с S_0 . Общее число этих пор

$$n_3 = n_1 S_0 (2R_0 - x). \quad (6)$$

Суммарное увеличение поверхности горения пористого пороха может быть записано в виде

$$\Delta S_+ = \Delta \bar{S} n_1 S_0 (2R_0 - x) - \Delta S_-, \quad (7)$$

где $\Delta S_- = \sum_{i=1}^{x n_1 S_0} \Delta S_i$ — уменьшение поверхности горения за счет невоспламенившихся пор; ΔS_i — площадь сечения i -й негорящей поры; ΔS — среднее увеличение поверхности горения за счет искривления фронта с учетом задержки воспламенения. Величину ΔS_i можно определить из соотношения

$$\Delta S_i = \pi \left[\bar{R}_i^2 - (R_0 - i \Delta R)^2 \right], \quad (8)$$

где i — номер рассматриваемой поры; $\Delta R = 1/n_1 S_0$ — расстояние между центрами пор по нормали к рассматриваемому сечению S_0 . После выполнения суммирования выражение для ΔS_- можно записать в виде

$$\Delta S_- = \pi x^2 n_1 S_0 (R_0 - x/3). \quad (9)$$

Выражение (2) описывает увеличение поверхности горения единичной поры лишь на начальной стадии ее разгорания. С момента, когда текущий радиус разгорающейся поры станет равным $R/2$, и до момента, когда он станет равным $(R - R_0)$, две соседние поры будут перекрываться. Здесь

$$R = R_0 \sqrt[3]{4\pi/3m} \quad (10)$$

— расстояние между центрами пор. Среднее увеличение поверхности горения за счет искривления фронта будет даваться выражением

$$\Delta \bar{S} = (\Delta S + \Delta \bar{F})/2, \quad (11)$$

где величина $\Delta \bar{F}$ определяется как среднее увеличение поверхности горения единичной поры на поздней стадии, когда поверхности соседних пор начинают перекрываться:

$$\Delta \bar{F} = \frac{1}{\frac{R}{2} - R_0} \int_{R/2}^{R-R_0} \left[2\pi r \left(r - \sqrt{r^2 - R^2/4} \right) - \frac{\pi R^2}{4} \right] dr. \quad (12)$$

Интегрирование выражения (12) дает

$$\Delta \bar{F} = \pi R_0^2 A, \quad (13)$$

где

$$A = \frac{2}{l-2} \left\{ \frac{2}{3} \left[(l-1)^3 - \frac{l^3}{8} - \sqrt{\left[(l-1)^2 - \frac{l^2}{4} \right]^3} \right] - \frac{l^2}{8} (l-2) \right\}, \quad (14)$$

$$l = R/R_0 = \sqrt[3]{4\pi/3m}. \quad (15)$$

Подставляя (12) и (9) в выражение (7) и используя (1) и (4), получим оконча-

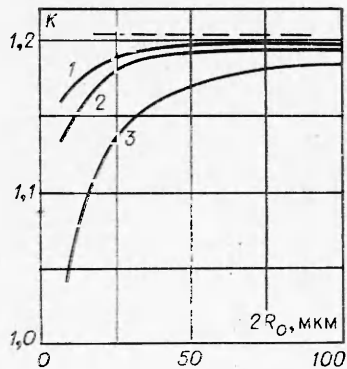


Рис. 1. Зависимость величины K от размера пор.
 $p, \text{Н/м}^2$: 1 — $2,5 \cdot 10^8$, 2 — $1,5 \cdot 10^8$,
 3 — $0,5 \cdot 10^8$.

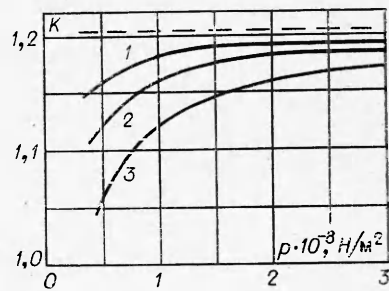


Рис. 2. Зависимость величины K от давления.
 $2R_0, \text{мкм}$: 1 — 40, 2 — 20, 3 — 10.

тельное выражение для отношения массовых скоростей пористого и сплошного порохов

$$K = 1 + \frac{3}{4} m (4 + A) \left[1 - \frac{(12 + A)}{(4 + A)} \left(\frac{x}{2R_0} \right) + \frac{8}{(4 + A)} \left(\frac{x}{2R_0} \right)^2 - \frac{4}{3(4 + A)} \left(\frac{x}{2R_0} \right)^3 \right]. \quad (16)$$

Анализ выражения (16) показывает, что при фиксированном размере пор с увеличением давления, т. е. при $x/2R_0 \rightarrow 0$, величина K стремится к пределу, зависящему только от пористости

$$K_0 = 1 + \frac{3}{4} m (4 + A). \quad (17)$$

Зависимость K_0 от пористости можно описать уравнением $K_0 = 1 + 0,04 m$, где m — пористость, %. Величина K , кроме пористости и размера пор, зависит от давления, так как оно определяет толщину прогретого слоя x . Для иллюстрации возможностей прогнозирования характеристик горения пористых порохов воспользуемся закономерностями горения сплошного пироксилинового пороха [4]. Закон горения имеет вид $u = u_1 p$, где $u_1 = 0,71 \cdot 10^{-9} \frac{\text{м/с}}{\text{Н/м}^2}$. Коэффициент температуропроводности принимался равным $1,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Расчеты проводились для пористости $m = 5\%$. На рис. 1 показана зависимость K от размера пор при различных давлениях. На рис. 2 приведена зависимость K от давления для различных размеров пор. Штриховой линией на рис. 1 и 2 обозначено предельное значение K для данной пористости. На рис. 3 приведены расчетные зависимости $u(p)$ при пористости 5% и различном размере пор. Кривая 1 соответствует размеру пор, значительно превышающему толщину прогретого слоя даже при относительно низких давлениях. Это граничная кривая, отвечающая предельному значению скорости горения, которую можно получить при фиксированной пористости, варьируя размер пор.

Таким образом, расчеты показывают, что пузырьковая несвязанная пористость позволяет в широком диапазоне регулировать скорость горения за счет изменения пористости и размера пор. В частности комбинируя распределение этих параметров по длине или сечению образцов, можно создать системы, которые в условиях практического применения будут выгорать с заданным законом изменения скорости горения со временем. Предложенная геометрическая модель горения по-

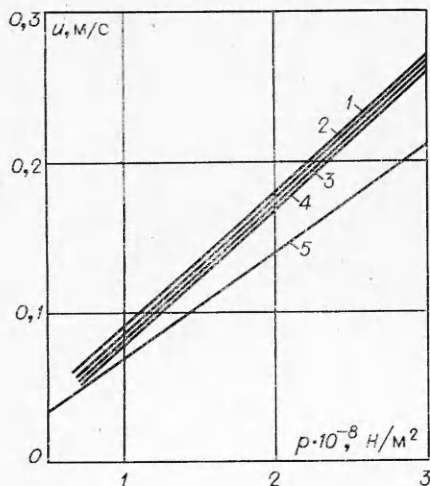


Рис. 3. Зависимость скорости горения от давления для пироксилинового пороха.
 $m, \%$: 1 — 5 ($x/R_0 \rightarrow 0$), 2 — 5 ($2R_0 = 40 \text{ мкм}$), 3 — 5 ($2R_0 = 20 \text{ мкм}$), 4 — 5 ($2R_0 = 20 \text{ мкм}$), 5 — 0.

ристых систем с несвязанной пористостью полезна для предварительной оценки масштаба изменения скорости горения в таких системах.

Поступила в редакцию
13/VII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., Наука, 1973.
2. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М., Наука, 1966.
3. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., Наука, 1968.
4. М. Е. Серебряков. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М., Оборонгиз, 1962.

КИНЕТИКА ОКИСЛЕНИЯ АТОМОВ ЖЕЛЕЗА ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 900—2300 К

И. С. Заслонко, В. Н. Смирнов
(Москва)

Практический интерес к реакциям атомов железа обусловлен их каталитическим действием при горении газообразных и твердых топлив, а также хемилюминесценцией, сопровождающей некоторые из этих реакций. Вместе с тем механизм катализа летучими соединениями железа не выяснен даже в простейшем случае горения СО [1], а кинетические данные о реакциях атомов Fe и его окислов практически отсутствуют.

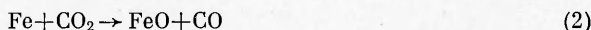
В настоящей работе измерены константы скоростей реакций атомов Fe с O₂, N₂O и СО₂. Эксперименты проводились на ударной трубе, описанной ранее [2]. Источником атомов Fe служил быстрый распад ($\tau < 3$ мкс) пентакарбонила железа за ударной волной. Концентрация атомов Fe измерялась абсорбционным методом на резонансном переходе 3440,61 Å (чувствительность по атомам Fe составляла $\sim 10^{12}$ 1/см³). При обработке осциллограмм использовался модифицированный закон Ламберта — Бера [3] с величиной $\gamma = 0,7 + 0,2$, полученной экспериментально. Вследствие высокой чувствительности регистрирующей системы используемые смеси содержали очень большой избыток окислителя (O₂, N₂O, СО₂) по отношению к атомам Fe. По этой причине кинетика расходования Fe описывалась законом первого порядка и наблюдаемая константа скорости $k_{\text{набл}}$ определялась из уравнения

$$d[\text{Fe}]/dt = k_{\text{набл}} \cdot [\text{A}] \cdot [\text{Fe}],$$

где [A] — концентрация O₂, N₂O или СО₂.

Дополнительные преимущества использования столь малых концентраций атомов Fe ($\sim 10^{13}$ см⁻³) заключаются в том, что исключены вторичные реакции атомов Fe с продуктами.

Для констант скоростей реакций



получены следующие выражения:

$$k_1 = 10^{-9,55 \pm 0,25} \exp(-10800 \pm 500/RT) \text{ см}^3/\text{с}, \quad T = 900-1800 \text{ К},$$

$$k_2 = 10^{-9,85 \pm 0,60} \exp(-27000 + 1500/RT) \text{ см}^3/\text{с}, \quad T = 1300-2300 \text{ К}.$$

Величина ошибки складывалась из 95% доверительного интервала, связанного с разбросом экспериментальных точек, и неопределенности в величине γ .

Наблюдаемая константа скорости реакции Fe с O₂ демонстрирует резко выраженный неаррениусовский характер (см. рисунок), причем в области низких температур проявляется зависимость $k_{\text{набл}}$ от полного давления. Такое поведение свидетельствует о сложном характере протекания реакции и может быть описано в рамках двухканальной схемы взаимодействия Fe с O₂

