

К ТЕОРИИ СТАЦИОНАРНОГО КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ

Б. С. Ермолаев, Б. А. Хасаинов, А. А. Борисов,
А. И. Коротков

Теория стационарного конвективного горения (КГ) газопроницаемых порохов и взрывчатых веществ (ВВ) рассматривается в [1—3]. При чтении этих работ может сложиться впечатление, что существование стационарного режима КГ доказано и не вызывает сомнений. Однако в [4, 5] было обращено внимание на то, что в случае одномерной модели фильтрации, которая используется во всех теоретических исследованиях по конвективному горению, при стационарном режиме скорость течения газа оказывается ниже скорости КГ. Следовательно, в этом случае отсутствует опережающая фильтрация горячих газов, составляющая основу механизма конвективной передачи тепла из зоны горения [6].

Действительно, в этом случае уравнение сохранения массы для газопроницаемой среды, состоящей из двух фаз — твердого вещества (индекс k) и газа (индекс g), — имеет следующий вид:

$$\rho_g \varphi (v - u_g) + \rho_k (1 - \varphi) (v - u_k) = v [\rho_k (1 - \varphi_0) + \rho_{g0} \varphi_0], \quad (1)$$

где v — скорость КГ; u — скорость течения фазы (если течение происходит в направлении распространения КГ, то $u > 0$, если в противоположном, то $u < 0$); ρ — плотность; φ — пористость. В исходном состоянии (индекс 0) $u_k = u_g = 0$. Отсюда

$$(v - u_g)/v = [\rho_k (\varphi - \varphi_0) + \rho_{g0} \varphi_0 + \rho_k (1 - \varphi_0) (u_k/v)] / \rho_g \varphi.$$

По мере приближения к фронту КГ u_g растет, $u_k = 0$, $\varphi = \varphi_0$. В зоне горения $\varphi > \varphi_0$ и $u_k \leq 0$. Во всех случаях выполняется $v - u_g > 0$. Вообще говоря, фильтрация газа сопровождается деформацией твердой фазы. Однако обычно контактное сопротивление частиц, образующих твердый слой, оказывается достаточно высоким, чтобы локальные деформации успели быстро (в масштабе скорости КГ) распространиться на весь слой твердого вещества. Таким образом, твердый слой находится как бы в состоянии пружины, которая сжата давлением, возникающим при КГ, и, следовательно, $u_k = 0$. Иная картина наблюдается в зоне диспергирования, где горячий слой теряет свою сплошность и частицы увлекаются оттекающими газами. В этой зоне u_k и u_g отрицательны.

В режиме стационарного КГ, который был рассмотрен в [1—3], передача тепла из зоны горения возможна лишь по механизму, отличному от механизма опережающей фильтрации. Чтобы выяснить это, рассмотрим баланс энергии газа в зоне прогрева

$$- \varphi \rho_g E_g (v - u_g) + \varphi u_g p - \int_{-\infty}^{\xi} \alpha_k A_s (T_g - T_{ks}) d\xi = - \varphi_0 \rho_{g0} v E_{g0}.$$

Здесь $E_g = C_v T_g$ — внутренняя энергия газа, α_k — коэффициент теплоотдачи, A_s и T_{ks} — удельная поверхность и температура поверхности твердой фазы, ξ — координата. Первый член этого уравнения определяет поток энергии газа относительно фронта КГ. Так как $v - u_g > 0$, то он отрицателен; второй член — работа сил давления, а третий —

поток тепла из газа в твердую фазу. Подставляя $v-u_g$ из (1) и учитывая, что в зоне прогрева $\varphi=\varphi_0$ и $u_k=0$, получим

$$-\varphi_0(E_g - E_{g0})\rho_{g0}v + \varphi_0 u_g p - \int_{-\infty}^{\xi} \alpha_k A_s (T_g - T_{ks}) d\xi = 0.$$

Поскольку $E_g \geq E_{g0}$, в этом уравнении положительную величину имеет лишь один член, соответствующий работе сил давления. Таким образом, в рассматриваемом случае энергия из зоны горения в зону прогрева передается по такому же механизму, как в случае детонационной волны (из зоны реакции во фронт волны), т. е. по волновому механизму, и лишь в пределах зоны прогрева тепло из газовой фазы в твердую передается конвекцией.

Формально горение по такому механизму возможно, но требует слишком высоких давлений. Получим соответствующие оценки. Поскольку в данном случае нет опережающей фильтрации, то нет и зоны фильтрации. Поэтому уравнения, записанные в [4] для зоны прогрева КГ, можно применить для всей области от свежего вещества до зоны воспламенения:

$$\begin{aligned} \pi\omega/\theta &= \pi_0/\theta_0, \\ d\pi/dz &= F(1-\omega), \\ d\theta/dz &= -F\theta/\gamma\pi\omega[\theta - \theta_{ks}/(M_a)^2 - (\gamma-1)(1-\omega)], \\ \partial\theta_k/\partial z &= 1/y^2 \cdot \partial/\partial y (y^2 \cdot \partial\theta_k/\partial y). \end{aligned}$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} y=1 \quad \partial\theta_k/\partial y \cdot (z, 1) &= (\theta - \theta_{ks}) Nu_k/2, \\ y=0 \quad \partial\theta_k/\partial y \cdot (z, 0) &= 0, \\ z=-\infty \quad \pi &= \pi_0, \quad \omega = 1, \quad \theta = \theta_k = \theta_0. \end{aligned}$$

Здесь $\omega = (v-u_g)/v$, $\theta = T_g/T_a$, $\theta_k = T_k/T_a$, $\pi = p/p_x$, $z = \xi/\xi_x$, $\xi_x = (v/\kappa_k)(d_0/2)^2$, $y = 2r/d_0$, $M_a = v\sqrt{\gamma RT_a}$, $Nu_k = \alpha_k d_0/\lambda_k$, $F = D(vd_0/2)^2 : (\kappa_k p_x)$, d_0 — размер частиц, составляющих газопроницаемый слой; D — коэффициент в законе фильтрации Дарси: $-(\text{grad } p) = Du_g$, p_x — характерное давление, T — температура, T_a — температура адиабатического пламени, κ — температуропроводность, r — текущий радиус частицы, \bar{R} — газовая постоянная. Рассмотрим уравнение для $d\theta/dz$. Так как $d\theta/dz > 0$, а $1 \geq \omega \geq 0$, то для члена, соответствующего работе сил давления $((\gamma-1)(1-\omega))$, имеем

$$(\gamma-1)(1-\omega) \geq (\theta - \theta_{ks})/(M_a)^2.$$

Величина M_a является малой, поэтому по порядку величины

$$\theta - \theta_{ks} = O(M_a^l),$$

где $l \geq 2$. Подставляя в граничное условие при $y=1$, получим

$$\partial\theta_k/\partial y \cdot (z, 1) \simeq \theta_{ks} - \theta_k(z, 0) = O(M_a^l).$$

Следовательно, с точностью до малых членов порядка M_a^l , $l \geq 2$:

$$\theta_k = \theta_s = \theta. \quad (2)$$

Таким образом, в данном режиме твердая фаза прогревается полностью и температура частиц следит за температурой газа. Это существенно отличает данный режим от режима КГ с опережающей филь-

рацией, когда в зоне прогрева успевает прогреваться лишь тонкий околоповерхностный слой каждой частицы [4].

Чтобы исключить разность $(\theta - \theta_{hs})$, используем уравнение баланса тепла в твердой фазе:

$$v \cdot d/d\xi [\rho_k (1 - \varphi_0) C_k T_k] = \alpha_k A_s (T_g - T_{hs}).$$

В безразмерных величинах, складывая полученное выражение с уравнением для $d\theta/dz$ и используя (2), получим

$$d\theta/dz = (\gamma - 1) F \theta_0 (1 - \omega) / \gamma \pi_0 B,$$

где

$$B = 1 + (1 - \varphi_0) C_k \rho_k / \varphi_0 C_p \rho_{g0}.$$

При делении на уравнение для $d\pi/dz$ получаем

$$d\theta/d\pi = (\gamma - 1) \theta_0 / \gamma \pi_0 B$$

с начальным условием $\theta = \theta_0$ при $\pi = \pi_0$. Решение этого уравнения

$$(\theta - \theta_0) / \theta_0 = (\gamma - 1) (\pi - \pi_0) / \gamma \pi_0 B.$$

Давление во фронте воспламенения p_h определяется по достижению на поверхности частицы температуры вспышки T_i (критерий воспламенения); в размерном виде

$$(p_h - p_0) = (T_i - T_0) [C_k \rho_k (1 - \varphi_0) / \varphi_0 + \rho_{g0} C_p]. \quad (3)$$

Изменение давления в волне КГ складывается из $p_h - p_0$ и изменения давления в зоне горения, которое, как показывает анализ, пропорционально v . Таким образом, в случае одномерной модели фильтрации стационарный режим КГ возможен лишь при наличии некоторого порогового перепада давления, который не зависит от v и определяется $p_h - p_0$. Основной вклад в величину порогового перепада давления дает член $(T_i - T_0) C_k \rho_k (1 - \varphi_0) / \varphi_0$. Подставив значения параметров слоя: $\varphi_0 = 0,377$, $C_k = 0,35$ кал/(г·град), $\rho_k = 1,6$ г/см³, $T_i - T_0 = 156^\circ$, получим значение 5,2 кбар. Его можно сравнить со значением 4,5 кбар, которое было получено в результате численного решения полной системы уравнений стационарного КГ, проведенного в [1] для этих же значений параметров при скорости КГ 25 м/с. Из формулы (3) следует, что заметно понизить пороговый перепад давления можно лишь в случае нереально низких значений температуры вспышки ВВ.

Эти оценки показывают, что механизм передачи тепла, определяющий распространение КГ в случае стационарного режима, рассмотренного в [1—3], малоэффективен. При высоких давлениях в несколько килобар в ВВ наблюдаются более быстрые процессы типа низкоскоростной детонации [6].

При одномерной модели фильтрации стационарное КГ по механизму опережающей фильтрации оказывается невозможным. Чтобы определить, насколько общий характер носит этот вывод, нужно рассмотреть следствия, возникающие при отклонениях от этой модели. Возможны две причины, вызывающие эти отклонения.

Во-первых, одномерная модель фильтрации, в которой рассматривается модель непрерывной среды, опирается на принцип осреднения по элементу объема. Этот объем должен включать достаточно большое число частиц твердой фазы, а с другой стороны, размер его должен быть много меньше размеров, характерных для процесса (в данном

случае для процесса КГ). Принцип осреднения обычно выполняется неплохо, за исключением зоны прогрева, которая может быть очень узкой в случае предельно низких значений газопроницаемости слоя $T_1 - T_0$ и v .

Во-вторых для применимости одномерной модели фильтрации требуется, чтобы внутрипоровая структура твердого слоя была однородной и определялась одним эффективным размером зерна d_0 (или диаметром пор) и пористостью φ_0 , которые бы целиком определяли фильтрационные свойства среды. Во многих случаях, например для прессованных зарядов ВВ, это требование выполняется плохо [6]. Кривые распределения пор по размеру, полученные для таблетки тротила, изготовленной прессованием из частиц сравнительно одинакового размера 110—140 мкм (см. рис. 10 из [6]), показывают, что помимо пор, на которые приходится основная часть порового пространства, имеются примерно на порядок более крупные поры. На долю последних приходится не более 10% порового объема. Эти крупные поры определяют газопроницаемость слоя, и поэтому фильтрация и КГ распространяются по крупным порам. Фильтрационное сопротивление мелких пор значительно выше, чем крупных, и мелкие поры играют существенную роль в нестационарной фильтрации, так как именно в них накапливается основная масса профильтровавшихся газов. Это происходит потому, что при повышении давления в крупных порах между газом в крупных и мелких порах возникает значительная разность давлений, и, несмотря на высокое сопротивление мелких пор, газ начинает перетекать из крупных пор в мелкие [7].

Мелкие поры играют роль стоков газа в зоне фильтрации, что в принципе обеспечивает достаточное условие для существования стационарного режима КГ по механизму опережающей фильтрации.

В качестве иллюстрации рассмотрим модель «двойной» пористости. Допустим, что газопроницаемый слой имеет поры двух типов: крупные, диаметр которых δ_1 , газопроницаемость k_1 и пористость φ_1 , и мелкие с параметрами δ_2 , k_2 и φ_2 . При этом

$$\delta_1 \gg \delta_2; k_1 \gg k_2, \varphi_1 \ll \varphi_2.$$

Основные принципы анализа и уравнения фильтрационных течений в средах с «двойной» пористостью можно найти в [7].

Каждой точке пространства вместо единого давления в газовой фазе приписывается два давления: p_1 — в крупных порах и p_2 — в мелких. Уравнение, описывающее нестационарную одномерную фильтрацию в среде с «двойной» пористостью имеет вид

$$\partial p_2 / \partial t - k_1 / \mu_g \varphi_2 \cdot \partial / \partial x (p_2 \cdot \partial p_2 / \partial x) = l^2 k_1 / a k_2 \cdot \partial^3 p_2 / \partial t \partial x^2,$$

где μ_g — вязкость газа; l — эффективный размер элементов объема, занятых мелкими порами, или эффективное расстояние между крупными порами; a — безразмерный коэффициент, определяемый геометрией соединения мелких и крупных пор. От уравнения фильтрации это уравнение отличается членом в правой части, который связан с перетеканием газа из крупных пор в мелкие

$$p_1 = \left[p_2^2 + \frac{2l^2 \mu_g \varphi_2}{a k_2} \frac{\partial p_2}{\partial t} \right]^{1/2}.$$

Рассмотрим стационарный режим. Перейдем в систему координат, движущуюся со скоростью КГ, и введем безразмерные переменные. В результате для зоны фильтрации получим

$$d^3 \sigma / dz^3 + d/dz (\sigma \cdot d\sigma/dz) - d\sigma/dz = 0,$$

$$\pi^2 = \sigma^2 + d\sigma/dz.$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} z = -\infty \quad \sigma &= d\sigma/dz = d^2\sigma/dz^2, \\ z = 0 \quad \pi &= \pi_f. \end{aligned}$$

Здесь $\pi = p_1/p_x$, $\sigma = p_2/p_x$, $z = \xi/\xi_x$, $\xi = vt - x$, $\xi_x = l\sqrt{k_1/ak_2}$, $p_x = gv$, $g = 2\mu_0\varphi_2 l / \sqrt{\mu_0 k_1 k_2}$. $\pi_f = p_{1f}/p_x$ — безразмерное давление в крупных порах на границе с зоной прогрева, его величина определяется из стыковки зон. При записи граничных условий пренебрегается начальным давлением в порах.

Интегрируя дважды уравнение для σ , получим

$$\sigma^2 = -2[\ln(1-q) + q].$$

Здесь $q = d\sigma/dz$, причем $0 \leq q \leq 1$. Асимптотическое поведение решения: при $z \rightarrow -\infty$ $q \rightarrow 0$; $\sigma \rightarrow 0$ как $\exp z$; при $z \rightarrow \infty$ $q \rightarrow 1$; $\sigma \rightarrow \infty$ как z .

Подставляя связь $\sigma(q)$ в уравнение для π , получим

$$\pi^2 = \sigma^2 + q = -2[\ln(1-q) + q/2].$$

При $z = 0$ (индекс f) имеем следующие связи:

$$\pi_f^2 = -2[\ln(1-q_f) + q_f/2], \quad (4)$$

$$\sigma_f^2 = -2[\ln(1-q_f) + q_f], \quad (5)$$

$$(d\pi/dz)_f = \sigma_f(1+q_f)/2\pi_f, \quad (6)$$

$$u_f/v = 2\varphi_2/\varphi_1 (d\pi/dz)_f. \quad (7)$$

Условие опережающей фильтрации:

$$u_f/v > 1.$$

Размер зоны фильтрации можно оценить, если q_f заметно меньше 1. Тогда, разлагая $\ln(1-q)$ в ряд с точностью до q^2 , получим уравнение $d\sigma/dz = \sigma$ с граничным условием: при $z = 0$ $(\sigma^2 + \frac{d\sigma}{dz}) = \pi_f^2$. Его решение $\sigma = \sigma_f \exp z$, где $\sigma_f = \frac{1}{2}(\sqrt{1+4\pi_f^2} - 1)$. Соответственно для давления в крупных порах

$$\pi = \pi_f \exp(z/2) [(1 + \sigma_f \exp z)/(1 + \sigma_f)]^{1/2}.$$

Давление изменяется в e раз на расстоянии, равном $2\xi_x = 2l[k_1/ak_2]^{1/2}$. Если принять, что k_2 на 2 порядка меньше k_1 , l равно исходному размеру зерна, а $a = 1$, получим, что в данном случае размер зоны фильтрации составляет несколько сантиметров и не зависит от скорости КГ.

В зоне прогрева и в зоне горения можно пренебречь обменом газа между крупными и мелкими порами, так как размер зоны прогрева (согласно оценкам [3, 4], это обычно несколько миллиметров) заметно меньше зоны фильтрации, а кроме того, даже при одинаковых давлениях пламя по крупным порам распространяется значительно быстрее, чем по мелким. Поэтому можно воспользоваться результатами анализа этих зон и формулами, полученными в [4]:

$$u_f/v = 1 + G/\pi_f v; \quad (8)$$

$$p_{\max}^2 = p_f^2 + \left(\frac{8,3}{\gamma} + 2 + f\right) \gamma \bar{R} T_a \left[\rho_h v \frac{\lambda_h}{\lambda_g} \left(\frac{T_i - T_n}{T_a - T_0}\right)^2 \right]^2, \quad (9)$$

где

$$f = \mu_g [4,2\varphi_1/k_1]^{1/2} / \rho_h u_p;$$

$$G = \left(\frac{T_i - T_0}{T_a - T_0} \right)^2 \frac{C_k \lambda_k \rho_h (\gamma - 1) r_0 \sqrt{ak_1 k_2}}{2C_p \mu_g^2 \gamma \varphi_2 l};$$

u_p — скорость послыонного горения ВВ; p_{\max} — максимальное давление в зоне горения.

Исключая u_f/v из (7) и (8), получим

$$v = G [\varphi_2/\varphi_1 \cdot (1+q_f) \sigma_f - \pi_f]^{-1}. \quad (10)$$

Формула (10) вместе с формулой для p_f

$$p_f = g v \pi_f \quad (11)$$

и формулами (4) и (5) выражают связь $v(p_f)$ в параметрическом виде через параметр q_f . При q_f , заметно меньшем единицы, эту связь можно получить в явном виде, разлагая $\ln(1-q_f)$ в ряд с точностью до q_f^2 ,

$$v = \varphi_2 p_f^2 [\varphi_1 g (gG + p_f)]^{-1}. \quad (12)$$

Переход от p_f к p_{\max} проводится по формуле (9).

Пример расчета зависимости $v(p_{\max})$ представлен на рис. 1. Характерна высокая чувствительность скорости КГ к давлению. Так, если ввести показатель по давлению $n = d(\ln v)/d(\ln p_{\max})$, то на нижней ветви кривых n превышает 3, при увеличении давления n снижается до 1,6 (см. таблицу), но n не может быть меньше единицы (см. формулу (12) в предельном случае $p_f \gg gG$). Это свидетельствует о неустойчивости стационарного КГ в условиях полужамкнутого объема.

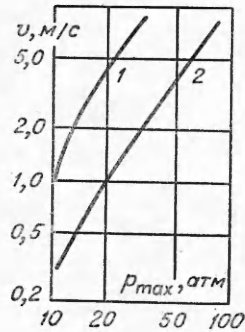


Рис. 1. Зависимость скорости КГ от максимального давления в зоне горения (расчет); $\lambda_k = 0,56 \cdot 10^{-3}$ кал/(см·с·град), $\lambda_g = 0,2 \cdot 10^{-3}$ кал/(см·с·град), $C_p = C_k = 0,35$ кал/(г·град), $\mu_g = 0,6 \cdot 10^{-3}$ г/(см·с), $u_p = 1$ см/с, $\rho_k = 1,6$ г/см³, $\gamma = 1,25$, $\bar{R} = 0,067$ кал/(г·град), $a = 1$, $(T_i - T_0)/(T_a - T_0) = 0,1$.
1 — $\varphi_1 = 0,044$, $\varphi_2 = 0,156$, $k_1 = 1,5 \cdot 10^{-9}$ см², $k_2 = 3,5 \cdot 10^{-11}$ см², $l = d_0 = 0,5$ мм; 2 — $\varphi_1 = 0,01$, $\varphi_2 = 0,09$, $k_1 = 1,5 \cdot 10^{-11}$ см², $k_2 = 1,6 \cdot 10^{-12}$ см², $l = d_0 = 0,5$ мм.

При переходе от максимального давления в зоне горения к давлению в конце зоны горения, где все твердое вещество полностью превратилось в продукты горения, следует учитывать условия диспергирования. Процесс диспергирования происходит в зоне горения за максимумом давления, когда горящий слой теряет сплошность и частицы выносятся оттекающими газами в направлении, противоположном распространению КГ.

Допустим, что процесс диспергирования стационарный, одномерный и начинается сразу за точкой максимума давления, т. е. в этой точке горящие частицы уже не имеют сцепления с неподвижным сплошным слоем. Предположим, что в зоне диспергирования отсутствуют эффекты, вызванные двойной пористостью, а также пренебрежем взаимодействием двухфазного потока со стенками оболочки, в которую помещается слой ВВ. Тогда уравнения сохранения массы, импульса и энергии двухфазной смеси, состоящей из горящих частиц и газообразных продуктов горения, имеют вид

$$d/d\xi \cdot [\rho_k (1-\varphi) V_k + \rho_g \varphi V_g] = 0,$$

$$d/d\xi \cdot [\rho_k (1 - \varphi) V_k^2 + \rho_g \varphi V_g^2 + p] = 0,$$

$$\frac{d}{d\xi} \left[\rho_k (1 - \varphi) V_k \left(E_k + Q_x + \frac{V_k^2}{2} \right) + \rho_g \varphi V_g \left(E_g + \frac{V_g^2}{2} \right) + p V_k (1 - \varphi) + p V_g \varphi \right] = 0.$$

Здесь $V = v - u$, $E_k = C_k T_0$, Q_x — теплота сгорания ВВ. Интегрируя эти уравнения от точки $p = p_{\max}$, $\varphi = \varphi_m$, $V_k = V_g = v$, $T_g = T_a$ до точки, где завершается горение $\varphi = 1$, $p = p_\infty$, $V_g = V_\infty$, $T_g = T_\infty$, и учитывая, что $\rho_g = p/R T_g$, $\rho_k (1 - \varphi_m) \gg \rho_g \varphi_m$, $Q_x + E_k = C_p T_a \gg v^{2/2}$, $p_{\max} \ll \rho_k (1 - \varphi_m) C_p T_a$, получим

$$\rho_{g\infty} V_\infty = \rho_k (1 - \varphi_m) v,$$

$$\rho_{g\infty} V_\infty^2 + p_\infty = p_{\max},$$

$$\frac{\gamma p_\infty V_\infty}{\gamma - 1} + \rho_{g\infty} \frac{V_\infty^3}{2} = \rho_k (1 - \varphi_m) v C_p T_a.$$

Исключая из этой системы уравнений V_∞ и $\rho_{g\infty}$, получим

$$\begin{aligned} (p_{\max} - p_\infty) (p_\infty + (\gamma - 1) / (\gamma + 1) \cdot p_{\max}) = \\ = 2\gamma \bar{R} T_a / (\gamma + 1) \cdot [\rho_k (1 - \varphi_m) v]^2 \end{aligned} \quad (13)$$

или

$$\frac{p_\infty}{p_{\max}} = \frac{1}{\gamma + 1} \pm \left[\frac{\gamma^2}{(\gamma + 1)^2} - \frac{b^2}{p_{\max}^2} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

где b^2 — правая часть уравнения (13). Формула (14), связывающая p_∞ и p_{\max} , представлена в графическом виде на рис. 2. Реальное значение имеет только верхняя ветвь. На нижней ветви местное число Маха в конце зоны горения $M_{g\infty} = V_\infty / \sqrt{\gamma \bar{R} T_\infty}$ оказывается выше единицы. Стационарный режим с такими параметрами невозможен, поскольку внутри зоны горения происходит запирание потока ($M_g = 1$). Случай, когда точка запирания совпадает с концом зоны горения, определяет минимальное значение величины p_{\max}/b , начиная с которой возможно стационарное решение. В этой точке $p_\infty = p_{\max} / (\gamma + 1)$. В остальных случаях $p_\infty > p_{\max} / (\gamma + 1)$.

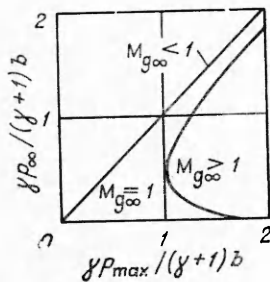


Рис. 2. Связь между p_∞ и p_{\max} .

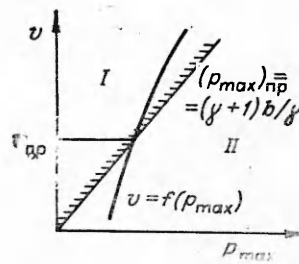


Рис. 3. Области запирания (I) и существования стационарного режима (II).

Некоторые параметры стационарного конвективного горения

p_{\max} , атм	v , м/с	$(p_1/p_2) f$	n
9,7	0,87	0,93	4,5
10,2	1,12	0,9	3,6
12,8	2,0	0,82	2,2
16,5	3,25	0,74	1,9
20,1	4,6	0,69	1,7
34,7	10,8	0,56	1,6

Предельное условие $p_{\max} = (\gamma + 1)b/\gamma$ определяет границу области запыриания (рис 3). Конвективное горение в этой области заведомо неустойчиво, так как давление в зоне горения и скорость КГ неограниченно возрастают в результате запыриания течения в зоне диспергирования. Если оценки провести для условий, в которых были рассчитаны зависимости $v(p_{\max})$, приведенные на рис. 1, то видно, что кривая 1 в данном интервале давлений целиком попадает в область запыриания, а кривая 2 — начиная с давления 15 атм. Таким образом, стационарный режим КГ, рассмотренный в данной работе, существует в сравнительно узком диапазоне давлений и характеризуется сильной зависимостью скорости распространения от давления. Этим объясняется легкость, с которой КГ взрывчатых веществ, запрессованных в прочные оболочки, переходит в детонацию [6]. Диспергирование «вбок», возникающее в образцах небольшого диаметра, которые помещаются в мягкие, разрушающиеся оболочки, сужает область запыриания и является фактором, стабилизирующим горение, как это и наблюдается на опыте [2].

Возможны другие модели, учитывающие неоднородные эффекты при конвективном горении и приводящие к тому же «стоку» газа, который мешает фильтрации, что и в случае модели двойной пористости. В [8] показано, что наличие U-образных пор существенно облегчает самопроизвольное проникновение горения в поры.

Авторы благодарны А. А. Сулимову за обсуждение физической модели процесса и замечания при постановке работы.

*Институт химической физики
АН СССР,
Москва*

*Поступила в редакцию
23/II 1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Куо, М. Summerfield. AIAA J., 1974, 12, 1, 49.
2. В. Ф. Дубовицкий, В. Г. Коростелев и др. ФГВ, 1974, 10, 6.
3. К. К. Куо, М. Summerfield. XV (Int.) Symposium on Combustion. Abstracts, Tokyo, Japan, 1974.
4. В. С. Ермолаев, Б. А. Хасанов и др. ФГВ, 1975, 11, 5.
5. В. С. Ермолаев, А. А. Ворисов, В. А. Хасанов. AIAA J., 1975, 13, 8.
6. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
7. Г. И. Баренблатт, В. Н. Ентов, В. М. Рыжик. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М., «Недра», 1972.
8. А. Д. Марголин, В. Н. Маргулис. ФГВ, 1969, 5, 1.

КАТАЛИЗ И ИНГИБИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ В СЛОЕВОЙ СИСТЕМЕ ПХА — ПММА

В. Ф. Мартынюк, Н. Н. Бахман, И. Н. Лобанов

Горение систем, состоящих из контактирующих между собой плоских или цилиндрических слоев горючего и окислителя (сэндвичей) представляет значительный интерес для теории горения конденсированных смесей. Слоевые системы удобны при экспериментальном исследовании формы горящей поверхности и структуры пламени и позволяют сделать заключение о месте действия катализаторов. С теоретической точки зрения сэндвич — единственная система, для которой удается