

ЛИТЕРАТУРА

1. A. R. Hall, G. S. Pearson. Oxidation and Combustion Reviews, 1968, 3, 1.
2. А. В. Болдырева, Б. Н. Безруков, В. В. Болдырев. Кинетика и катализ, 1967, 8, 2.
3. Ферриты. Под ред. Т. Такэси. М., Металлургия, 1964.
4. Т. М. Юрьева. Канд. дис. Институт катализа СО АН СССР, Новосибирск, 1969.
5. В. J. Evans, S. S. Haflner. J. Phys. Chem. Solids, 1968, 29, 9.
6. Э. Э. Рачковский, Г. К. Боресков. Кинетика и катализ, 1968, 9, 2.

УДК 536.463

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В ПОРИСТЫХ ПОРОХАХ И ВВ

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

(Москва)

Введение

Горение пористых порохов и ВВ по конвективному механизму (конвективное горение) — одно из промежуточных стадий перехода послонного горения во взрыв. В последние годы интерес к конвективному горению усилился в связи с попытками использовать его для решения некоторых проблем регулирования скорости горения порохов [1, 2].

При конвективном горении в газопроницаемом слое пороха или ВВ возникает сложная картина течения и прогрева газа и твердой фазы. Пример распределения основных параметров (расчет) дан на рис. 1. Аналогичные зависимости можно найти в работах [2, 3]. В общем случае выделить три пространственные зоны:

а) зона горения, в которой сгорает конденсированное вещество (внутри этой зоны обычно имеется точка максимума давления и разделения потоков газа);

б) зона прогрева, где твердая фаза прогревается горячими газами, проникающими по порам из зоны горения;

в) зона фильтрации, в которой газы, отдавшие тепло в зоне прогрева, теряют в результате трения напор давления.

Границей между зонами горения и прогрева служит фронт воспламенения (индекс h), в котором на поверхности частиц достигаются условия воспламенения. Граница между зонами прогрева и фильтрации (индекс f) определяется тем, что температура газа мало отличается от начальной температуры слоя T_0 . Зона фильтрации намного шире

зоны прогрева, поскольку обычно температура горячих газов, фильтрующихся по порам, падает значительно быстрее ее, чем давление [4].

В соответствии с принятым механизмом конвективного горения прогрев и поджигание твердого вещества осуществляется конвективным потоком горячих газообразных продуктов горения, которые под действием градиента давления проникают по порам в глубь вещества, опережая фронт воспламенения [1, 5—7].

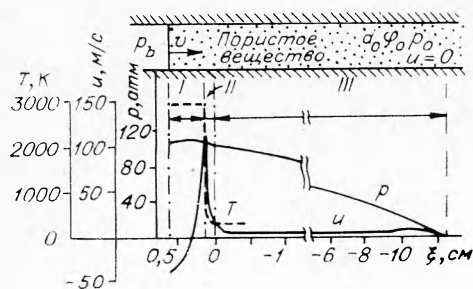


Рис. 1. Распределение давления, температуры и скорости газа при конвективном горении.

I — зона горения; II — зона прогрева; III — зона фильтрации.

Опережающая фильтрация горячих газов помимо передачи тепла из зоны горения в зону прогрева приводит к выравниванию давления в слое перед фронтом воспламенения. Продукты горения, отдав тепло в зоне прогрева твердой фазе, естественно, будут накапливаться в зоне фильтрации. По мере проникания новых порций горячего газа из зоны горения в глубь вещества зона фильтрации будет непрерывно расширяться, оказывая возрастающее сопротивление втекающим газам. Чтобы компенсировать увеличение сопротивления зоны фильтрации, давление в зоне горения должно возрастать с течением времени — только таким способом можно поддержать скорость распространения конвективного горения на постоянном уровне, в противном случае она будет падать. Этот вывод непосредственно вытекает из механизма передачи тепла за счет опережающей фильтрации, который лежит в основе современных представлений о конвективном горении.

В большинстве экспериментов конвективное горение носит неустановившийся характер. В исследованиях подобного типа большую пользу приносит удачный выбор динамических характеристик процесса. В качестве такой характеристики можно предложить закон изменения давления в конце зоны горения $p_b(t)$, при котором скорость конвективного горения V сохраняется постоянной во времени. Эта характеристика не включает конкретные условия эксперимента и поэтому обладает необходимой общностью; и в некотором роде она является критической. Действительно, для любого экспериментального устройства, в котором сжигаются газопроницаемые образцы, если известен уровень скорости конвективного горения, не составляет труда рассчитать зависимость давления в рабочем объеме от времени. Если эта зависимость окажется сильнее, чем закон $p_b(t)$, то можно ожидать, что конвективное горение будет распространяться ускоренно со всеми дальнейшими последствиями. В обратном случае горение будет носить регрессивный характер. Кроме того, изучение параметров, приводящих к ослаблению закона $p_b(t)$, позволит выделить факторы, стабилизирующие конвективное горение.

Таким образом, знание (экспериментальное и теоретическое) закона $p_b(t)$, при котором скорость конвективного горения сохраняется постоянной, может дать ценную информацию о закономерностях распространения конвективного горения.

Данная работа посвящена получению приближенного аналитического решения именно этой задачи.

В последнее время появилось несколько теоретических работ, посвященных анализу распространения конвективного горения в газопроницаемом слое пороха или ВВ [2, 3, 8]. В работе [2] указывается на хорошее согласие расчета с экспериментальным примером. Однако сложность математических моделей, которые представлены в этих работах, и трудность получения решения даже с помощью ЭВМ, препятствует их широкому использованию.

Анализ

Рассматривается полубесконечный газопроницаемый слой, состоящий из неподвижных сферических частиц пороха или ВВ и характеризующийся пористостью ϕ_0 и диаметром частиц d_0 . Газ, заполняющий промежутки между частицами, считается идеальным, все параметры газа — средние по сечению пространства пор.

Поскольку обычно в волне конвективного горения частицы не успевают прогреваться полностью, то внутри частиц необходимо учитывать распределение температуры по радиусу. По достижении на поверхности определенной температуры T_i (критерий воспламенения) частица мгновенно воспламеняется и начинает гореть послойно со скоростью, опре-

деляемой законом стационарного горения: $u_p = b\rho^v$. Эрозионный эффект, а также обратное влияние горения на сопротивление трения не учитывается. Реакции горения протекают в газовой фазе, скорость их принимается бесконечно большой. Кроме этого, пренебрегается теплотой трения и вкладом молекулярной теплопроводности в перенос тепла в продольном направлении. Теплофизические параметры твердой фазы и газа принимаются независимыми от температуры.

Для рассматриваемой задачи математическая модель может быть построена на основе теории двухфазных течений. Она представляет собой сложную краевую задачу на собственный параметр для системы уравнений в частных производных параболического типа. В полном виде исходные уравнения можно найти в работе [2]. Эти уравнения существенно упрощаются с помощью следующих предположений, которые практически не искажают физическую модель процесса.

1. Скорость течения газа всюду считается существенно дозвуковой. В результате оказывается возможным пренебречь в уравнениях по сравнению с единицей всеми членами, которые содержат квадрат отношения скорости газа к скорости звука в газе.

2. Предполагается, что нестационарность конвективного горения в рассматриваемом случае определяется в основном расширением зоны фильтрации, а зоны прогрева и горения можно считать квазистационарными. Релаксацией этих зон можно пренебречь в связи с тем, что по своим размерам они много тоньше зоны фильтрации, а процессы, происходящие в них (перенос тепла, обмен импульсом и массой между фазами), физически подобны. Более тщательные оценки сделаны ниже при обсуждении результатов.

3. Вместо того чтобы проводить конкретный расчет стадии иницирования конвективного горения, для определения начальных условий можно воспользоваться расчетом толщины квазистационарной зоны прогрева. Для этого достаточно предположить, что в результате иницирования к моменту времени $t=0$ в слое у переднего торца пористого заряда созданы условия (прогретый слой), которые необходимы, чтобы конвективное горение начало распространяться с заданной скоростью V , которую предполагается поддерживать постоянной.

4. Для расчета силы сопротивления трения D используется формула типа Кармана-Козени, которая эквивалентна закону Дарси и соответствует ламинарной фильтрации [9]

$$D = \frac{25\mu(1-\phi)}{d\phi} u.$$

Здесь μ — вязкость газа, u — скорость течения газа.

5. Для расчета коэффициента теплопередачи α используется аналогия Рейнольдса, которая в предположении, что число Прандтля $Pr=1$, имеет следующий вид [13]:

$$\alpha/c_p = D/u.$$

Последние два предположения не являются обязательными, при необходимости могут быть использованы более сложные эмпирические корреляции.

Уравнения удобнее рассмотреть в системе координат, движущейся по веществу со скоростью конвективного горения V (исходному состоянию соответствует $\xi = -\infty$), отдельно для каждой из трех зон.

Зона прогрева наиболее важна, поскольку она определяет структуру решения. В принятых предположениях уравнения для зоны прогрева, полученные из закона сохранения массы, импульса и энергии, имеют следующий вид:

$$\frac{p v}{T} = \frac{p_f v_f}{T_f},$$

$$\frac{dp}{d\xi} = A_{k_0} D / \varphi_0, \quad (1)$$

$$\frac{dT}{d\xi} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \cdot \frac{A_{k_0} T}{\varphi_0 \rho v} \cdot [\alpha(T - T_{ks}) - DV],$$

$$\frac{\partial T_k}{\partial \xi} - \frac{\kappa_k}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_k}{\partial r} \right).$$

Условие сопряжения тепловых потоков на поверхности частиц

$$\lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial r}(\xi, d_0/2) = \alpha(T - T_{ks}).$$

Здесь $v = V - u$ — относительная скорость газа, p и T — давление и температура газа, T_k — температура в твердой фазе, $A_{k_0} = \left[\frac{6(1-\Phi)}{d} \right]_{\Phi=\Phi_0}$ — удельная поверхность частиц в начальном состоянии, прочие обозначения являются общепринятыми; индекс k относится к параметрам твердой фазы, s — к поверхности частиц, f — к параметрам на «холодной» границе зоны прогрева, которая примыкает к зоне фильтрации. На эту границу поместим начало отсчета ($\xi=0$). Граничные условия:

$$\xi=0: \rho = \rho_f, \quad v = v_f, \quad T = T_f, \quad T_k = T_0. \quad (2)$$

Конец зоны прогрева — фронт воспламенения ($\xi = \xi_n$) определяется условием

$$T_{ks} = T_i. \quad (3)$$

Значения v_f и ρ_f связаны с решением в зоне фильтрации условиями сшивки и поэтому являются функциями времени. Выбор величины T_f подчиняется следующим требованиям: разность $T_f - T_0$ — положительно малый параметр, причем от его величины решение практически не должно зависеть.

Преобразуем (1) к безразмерному виду

$$\frac{\pi \omega}{\theta} = \frac{\pi_f \omega_f}{\theta_f},$$

$$\frac{d\pi}{dz} = F \cdot (1 - \omega),$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{F \cdot \theta}{\gamma \cdot \pi \cdot (-\omega)} \left[\frac{\theta - \theta_{ks}}{M^2} - (\gamma - 1)(1 - \omega) \right],$$

$$\frac{\partial \theta_k}{\partial z} = \frac{1}{y^2} \frac{\partial}{\partial y} \left(y^2 \frac{\partial \theta_k}{\partial y} \right),$$

$$\frac{\partial \theta_k}{\partial y}(z, 1) = \text{Nu}_k \cdot (\theta - \theta_{ks}).$$

Здесь $\omega = v/V$, $\theta = T/T_a$, $\theta_k = T_k/T_a$, $\pi = p/p_x$,

$$z = \xi \frac{\kappa_k}{V(d_0/2)^2}, \quad y = 2r/d_0, \quad M = V/\sqrt{\gamma R T_a}, \quad \text{Nu}_k = \alpha d_0 / \lambda_k,$$

$$D_x = (D/u)_{\Phi=\Phi_0} = \frac{25\mu(1-\Phi_0)}{d_0 \varphi_0}, \quad F = \frac{A_{k_0} D_x V^2 (d_0/2)^2}{\kappa_k \Phi_0 P_x},$$

T_a — температура адиабатического пламени, M — число Маха, построенное по скорости конвективного горения p_x — характерное давление, которое будет определено ниже.

Преобразуем уравнение в частных производных, описывающее прогрев частиц к обыкновенному дифференциальному уравнению, для

чего воспользуемся методом последовательных приближений Швеца [10, 11]. Решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений получим разложением в ряд по малому параметру, которым является число M . Если ограничиться рассмотрением скоростей конвективного горения не выше нескольких метров в секунду, то число M будет порядка 10^{-3} .

Поэтому при анализе вполне можно ограничиться лишь основными членами соответствующих разложений:

$$\pi(z; M) = \pi(z) + O(M); \quad \theta(z, M) = \theta(z) + O(M); \quad \theta_k(z; M) = \theta_k(z) + O(M); \\ \omega(z; M) = \tilde{\omega}(z)/M + O(1); \quad F(M) = F_1 M + O(M^2).$$

Последнее разложение с точностью до M^2 определяет масштаб давления.

$$p_x = \frac{\rho_k V \sqrt{\gamma R T_a}}{H F_1}, \quad \text{где } H = \frac{\lambda_k \varphi_0}{A_{k_0} D_x c_k (d_0/2)^2}.$$

Если бы решалась прямая задача о нахождении скорости V при заданном внешнем давлении, то F_1 было бы собственным параметром краевой задачи. В данном случае F_1 является произвольным коэффициентом, от величины которого решение в размерном виде не зависит. Формально F_1 выбирается так, чтобы основной член в разложении для давления был порядка единицы $\pi(z) = O(1)$.

После разложения система уравнений принимает следующий вид:

$$\frac{\pi \tilde{\omega}}{\theta} = \frac{\pi_f \tilde{\omega}_f}{\theta_f}, \\ \frac{d\pi}{dz} = F_1 (-\tilde{\omega}),$$

$$\frac{d\theta}{dz} = 6m(\theta - \theta_0) [1 - (\theta_{ks} - \theta_0)/(\theta - \theta_0)], \quad (4)$$

$$\frac{\theta_{ks} - \theta_0}{\theta - \theta_0} = \frac{1}{2} (\chi + 1) l \frac{1 + \frac{2}{3} \chi l - ml^2}{1 + \chi l + \frac{1}{3} (\chi l)^2 - \frac{1}{2} (\chi + 1) ml^2},$$

$$\frac{dl}{dz} = \frac{a_1(\chi l)}{l} \{1 - a_2(\chi l) ml^2 (\theta_{ks} - \theta_0)/(\theta - \theta_0)\}.$$

Здесь $a_1(\chi l) = \frac{(1 + \chi l)^2}{1 + \chi l + \frac{1}{3} (\chi l)^2}$, $a_2(\chi l) = \frac{3 + \chi l}{1 + \chi l}$, $m = -\frac{F_1 \theta_f}{6\gamma \pi_f \tilde{\omega}_f} > 0$,

так как $\tilde{\omega}_f \sim (V - u_f) < 0$, l — текущая толщина прогретого слоя у поверхности частицы, отнесенная к радиусу частицы, параметр m характеризует безразмерную плотность потока газов, протекающих через зону прогрева, параметр $\chi = \frac{Nu_k}{2} - 1$ введен для удобства записи.

Граничные условия:

при $z=0: \theta = \theta_f, \pi = \pi_f, \tilde{\omega} = \tilde{\omega}_f, l=0$; конец зоны прогрева $z=z_n: \theta_{ks} = \theta_f$.

Три последних уравнения в (4) образуют подсистему, в которую не входят давление и скорость газа. Решение ее зависит от двух безразмерных параметров m и Nu_k . Точное решение требует нахождения корней алгебраических уравнений третьей и пятой степени. Более простое и наглядное решение можно получить методом двухмасштабных асимптотических разложений [12], используя то обстоятельство, что параметры m и Nu_k — большие числа. При этом возможны два основных варианта.

а) $\sqrt{m} \gg \text{Nu}_k$ — вариант «мягкого» теплообмена. К нему относятся случаи, когда температура пороха или ВВ при воспламенении сравнительно низка

$$(\theta_i - \theta_0)^2 \ll 0,1.$$

Решение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_0 + (\theta_f - \theta_0)/(1 - 3s^2), \\ l &= \frac{s}{\sqrt{m}} \left(1 + \frac{\text{Nu}_k}{4\sqrt{m}} s^3 \right), \\ \theta_{ks} &= \theta_0 + \frac{\text{Nu}_k}{\sqrt{m}} (\theta_f - \theta_0) \frac{s(1-s^2)}{1-3s^2}, \\ z &= \frac{1}{6m} \ln \frac{\theta - \theta_0}{\theta_f - \theta_0}, \\ \pi &= \left\{ \pi_f^2 + \frac{F_1^2}{18\gamma m} \left[\theta - \theta_f + \theta_0 \ln \frac{\theta - \theta_0}{\theta_f - \theta_0} \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned}$$

Переменная s , от которой зависит решение, может изменяться в интервале от 0 до $\sqrt{3}/3$.

Ниже, при анализе зоны горения будет показано, что во фронте воспламенения помимо условия воспламенения (3) должно выполняться еще одно условие, накладываемое на температуру газа: $\theta_h = 1$ (с точностью до членов порядка M). Это условие определяет значение безразмерной плотности потока газа, которая выражается через параметр

$$m = \left[\frac{\text{Nu}_k(1 - \theta_0)}{6\sqrt{3}(\theta_f - \theta_0)} \right].$$

б) $\text{Nu}_k = 2Km$, где $0 \leq K \leq 2$, — вариант «сильного» теплообмена. С учетом условия $\theta_h = 1$ получается

$$m = (1+B)^2(1-\theta_0)/(1-\theta_i).$$

Здесь $B = \text{Nu}_k(1-\theta_i)/2(1-\theta_0)$. К этому варианту относятся случаи, когда $B \geq 2$. Решения довольно громоздки, и поэтому ограничимся лишь формулой для давления в конце зоны прогрета

$$\begin{aligned} \pi_h &= \left\{ \pi_f^2 + \frac{F_1^2}{3\gamma m} [\theta_0 z_h + (1 - \theta_0) s_1^2/6] \right\}^{1/2}, \\ z_h &= -\frac{s_1}{2} + \frac{1}{6(s_2 - s_1)} \left[s_1(2K - 3s_1) \ln \frac{1 - \theta_0}{\theta_f - \theta_0} + 3(9 - 4K) \ln \frac{s_2}{s_2 - s_1} \right], \end{aligned}$$

где s_1, s_2 — корни квадратного уравнения $s^2 - 3s + K = 0$.

Зона горения. В принятых предположениях уравнения для зоны горения, полученные из законов сохранения массы, импульса и энергии, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\varphi p v}{RT} \right) &= A_k \rho_k U_p, \\ \frac{dp}{d\xi} &= \frac{A_k}{\varphi} \left\{ U_p \rho_k \left[V - v \left(1 + \frac{T_a}{T} \right) \right] + D \right\}, \\ \frac{dT}{d\xi} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma} \cdot \frac{A_k T}{\varphi p v} \left\{ U_p [\rho_k c_p (T_a - T) + p] + DV \right\}, \\ \frac{d\varphi}{d\xi} &= \frac{A_k U_p}{V}. \end{aligned}$$

После обезразмеривания, перехода к дифференцированию по пористости ($\varphi_0 \leq \varphi \leq 1$) и разложения по M получим следующую определяющую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\varphi \pi \tilde{\omega}}{\theta} &= -\frac{F_1 \varphi_0}{6\gamma m} [1 - 6mH (\varphi - \varphi_0)/\varphi_0], \\ \frac{d\pi}{d\varphi} &= -\frac{F_1 H \tilde{\omega}}{\varphi} \left[1 + \frac{1}{\theta} + \frac{fK(\varphi)}{\pi^v} \right], \\ \frac{d\theta}{d\varphi} &= \frac{F_1 H \theta}{\gamma \varphi \pi \tilde{\omega}} (1 - \theta). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $f = \frac{D_x}{\rho_k \cdot b \cdot \rho_x^v}$ — параметр, отражающий отношение сил сопротивления к конвективным силам, возникающим в результате образования газов при горении; $H = \frac{\lambda_k \varphi_0}{A_{k_0} D_x c_k (d_0/2)^2}$; $K(\varphi) = \left(\frac{\varphi_0}{\varphi}\right) \left(\frac{1-\varphi}{1-\varphi_0}\right)^{2/3}$.
Граничные условия: при $\varphi = \varphi_0$: $\pi = \pi_h$, $\theta = \theta_h$, $\tilde{\omega} = \tilde{\omega}_h$. Значение параметров во фронте воспламенения (индекс h) определяется из решения для зоны прогрева.

Проведем анализ системы (5). Решение должно проходить через особую точку типа седло, в которой

$$\tilde{\omega} = 0, \quad \theta = 1, \quad \varphi = \varphi_M \equiv \varphi_0 \left(1 + \frac{1}{6mH}\right).$$

Через эту точку проходят две интегральные кривые, вдоль которых $\varphi = \varphi_M$, либо $\theta = 1$. Поскольку первая кривая не проходит через граничную точку ($\varphi = \varphi_0$), то решением может быть только вторая интегральная кривая, т. е. $\theta = 1$. Таким образом, в зоне горения (и во фронте воспламенения) с точностью до членов порядка M температура газа равна температуре адиабатического пламени, т. е. $\theta = 1$.

В результате остается одно дифференциальное уравнение для давления

$$\pi \frac{d\pi}{d\varphi} = \frac{F_1^2 H \varphi_0}{6\gamma m \varphi^2} [1 - 6mH (\varphi - \varphi_0)/\varphi_0] \cdot [2 + fK(\varphi)/\pi^v]$$

с граничным условием $\varphi = \varphi_0$, $\pi = \pi_h$. Это уравнение легко интегрируется для случая $v=0$. Для давления в конце зоны горения получается следующая формула:

$$\begin{aligned} \pi_b = \left\{ \pi_h^2 + \frac{F_1^2 H}{3\gamma m} \left[2(1 - \varphi_0)(1 + 6mH) + 12mH \ln \varphi_0 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{f}{\varphi_0} (I_1 \cdot (1 + 6mH) - 6mH \cdot I_2) \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $I_i = \int_{\varphi_0}^1 \left(\frac{\varphi_0}{\varphi}\right)^i K(\varphi) d\varphi$.

В зоне фильтрации происходит течение газов, охлажденных почти до начальной температуры слоя, поэтому фильтрацию можно считать изотермической. Соответствующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + V \frac{\partial p}{\partial \xi} &= \frac{\varphi_0}{D_x A_{k_0}} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\rho \frac{\partial p}{\partial \xi} \right), \\ v &= V - \frac{\varphi_0}{D_x A_{k_0}} \cdot \frac{\partial p}{\partial \xi}. \end{aligned}$$

Граничные и начальные условия:

$$\xi = -\infty : p = p_0, v = V; \xi = 0 : p = p_f(t), \\ v = v_f(t); t = 0 : p = p_0, v = V.$$

Решение было получено методом последовательных приближений Швеца [10]. При этом предполагалось, что начальное давление в порах p_0 много меньше p_f . Полученное решение было сопряжено с решением для зоны прогрева, и была получена следующая система дифференциальных уравнений, описывающая процесс расширения зоны фильтрации во времени

$$\frac{d\pi_f}{dz_f} = - \frac{2\pi_f (c_1 \pi_f^2 - z_f)}{z_f (2c_1 \pi_f^2 - z_f)} \quad (7)$$

$$\frac{dz_f}{d\tau} = \frac{15}{16MF_1} \cdot \frac{\pi_f}{z_f} \cdot \left(2 - \frac{z_f}{c_1 \pi_f^2} \right). \quad (8)$$

Здесь $c_1 = 15\gamma m / 4F_1^2 \theta_0$, $\tau = \kappa_k t / (d_0/2)^2$, t — текущее время, z_f — безразмерная толщина зоны фильтрации. Начальные условия в соответствии с предположением 3):

$$\tau = -z_h, \pi_f = 0, z_f = 0.$$

Решение уравнения (7), удовлетворяющее начальному условию,

$$\pi_f = (5z_f / 6c_1)^{1/2}.$$

Решение уравнения (8)

$$z_f = \left(\frac{9}{8} \sqrt{\frac{5}{6c_1}} \frac{z_h + \tau}{MF_1} \right)^{2/3}.$$

Отсюда зависимость π_f от времени

$$\pi_f = F_1 \left\{ \left(\frac{\theta_0}{\gamma m} \right)^2 \frac{z_h + \tau}{18M} \right\}^{1/3}. \quad (9)$$

Эта формула замыкает решение. Зная из (9) зависимость давления на границе с зоной прогрева π_f от времени, по формулам для зоны прогрева можно вычислить давление во фронте воспламенения π_h , а затем по формуле (6) давление в конце зоны горения π_b . Скорость конвективного горения V входит в масштаб давления p_x .

Однако полученное решение не является одинаково пригодным при больших временах. Критерий пригодности решения определяется видом разложения по M и наиболее наглядно может быть выражен через скорость течения

$$|\omega_f| = \frac{1}{2} \left\{ \frac{2\theta_0}{3\gamma m M^2 (z_h + \tau)} \right\}^{1/3} \gg 1.$$

Результаты и обсуждение

Проиллюстрируем решение на нескольких примерах. В табл. 1 приведены численные значения теплофизических констант для варианта, который был выбран в качестве основного. Когда рассматривается влияние какого-либо одного параметра, то все прочие параметры сохраняются такими же, как в случае основного варианта. На рис. 1 приведено типичное распределение температуры, давления и скорости газа, возникающее при конвективном горении (основной вариант, 5 мс после иницирования). В этом случае толщина зоны прогрева равна 1,4 мм, а зоны горения — 5 мм.

Таблица 1

Параметр	Фаза		Параметр	Фаза	
	твердая	газовая		твердая	газовая
λ , кал/(см·с·град)	$0,56 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$	U_p , см/с	1	—
c , кал/г	0,35	0,35	ρ_k , г/см ³	1,6	—
μ , г/(см·с)	—	$0,6 \cdot 10^{-3}$	φ_0	0,3	—
κ_k , см ² /с	10^{-3}	—	d_0 , мкм	100	—
T_0 , К	300	300	γ	—	1,25
T_i , К	600	—	V , м/с	1	—
T_a , К	—	3000	R , кал/(г·град)	—	0,067

В табл. 2 приведены результаты расчета давления и скорости газа для каждой из зон в различные моменты времени (основной вариант). Особенно следует отметить, что, несмотря на рост давления в зонах, скорость газа уменьшается с течением времени. Кроме того, видно, что даже на начальной стадии давление в конце зоны горения p_b довольно слабо отличается от давления в конце зоны фильтрации p_f , т. е. падение давления в основном приходится на зону фильтрации. Последнее обстоятельство может быть использовано для вывода формулы, позволяющей наглядно представить влияние основных параметров на распространение конвективного горения с постоянной скоростью

$$p_b \cong p_f \sim \left(\frac{V}{d_0} \frac{1 - \varphi_0}{\varphi_0} \right)^{2/3} t^{1/3}.$$

Основную роль играют параметры, определяющие интенсивность фильтрационного сопротивления и теплопередачи.

Влияние скорости горения U_p определяется величиной параметра f . Для основного варианта $f=2,2$ и влияние скорости горения на уровень давления оказывается слабым. Заметного эффекта можно ожидать лишь при более низком уровне скорости горения частиц (рис. 2), поскольку f обратно пропорционально U_p , или в случае очень низкой пористости.

Начальная пористость и диаметр частиц сильно влияют на закон $p_b(t)$, что можно видеть из рис. 3 и 4. Опираясь на результаты расчета, можно сделать некоторые оценки относительно справедливости допущений, которые были использованы при решении.

Основное предположение о квазистационарности зон прогрева и горения выполняется, если характерное время изменения давления, равное $(d \ln p_b / dt)^{-1}$, будет значительно больше времен релаксации этих зон (соответственно ξ_n / V и $d_0 / 2U_p$). Оценки показывают, что это соотношение между временами выполняется довольно хорошо.

Известно, что критерий воспламенения пороха или ВВ помимо условия (3) включает требование, чтобы в веществе был создан доста-

точно толстый прогретый слой. В табл. 3 приведены значения максимальной глубины прогрева частиц, равной $d_0 l_n / 2$, которая достигается к моменту воспламенения. Эту величину следует сопоставить с толщиной прогретого слоя при стационарном горении пороха или

Таблица 2

t , мс	p_f , атм	p_h , атм	p_{max} , атм	p_b , атм	u_f , м/с	u_h , м/с	u_b , м/с
0,7	72,0	75,6	—	—	18,2	165,0	—
3,6	96,1	98,8	100,8	—	13,9	126,5	—
8,5	120,1	122,3	124,0	123,5	11,4	102,4	-44,2
27,0	168,1	169,7	170,9	170,6	8,4	74,0	-31,7
40,0	192,0	193,5	194,5	194,3	7,4	65,0	-27,7
80,0	240,2	241,4	242,1	241,9	6,1	52,0	-22,0

ВВ. Для основного варианта эта величина составляет примерно 10 мкм. Сравнение с табл. 3 показывает, что при рассматриваемых режимах конвективного горения маловероятно, чтобы образование прогретого слоя лимитировало процесс воспламенения. Следовательно, использование критерия воспламенения в виде (3) допустимо.

В табл. 3 приведены некоторые другие данные, характеризующие зону прогрева: толщина этой зоны ξ_h при различных пористостях, значение чисел Нуссельта и Рейнольдса, а также величина $(\varphi_M - \varphi_0)/(1 - \varphi_0)$, которая дает долю газов, втекающих в зону прогрева из зоны горения, по отношению к полному количеству газов, образующихся в результате горения.

Высокий уровень чисел Рейнольдса, приведенных в табл. 3, требует более осторожного отношения к использованию при конвективном горении закона ламинарной фильтрации Дарси. По-видимому, уже при скоростях конвективного горения 1 м/с и выше более целесообразно использовать для расчетов закон квадратичного сопротивления, который соответствует режиму турбулентной фильтрации [9]. Это замечание необходимо иметь в виду при сопоставлении результатов расчета с экспериментом.

В заключение необходимо уделить несколько слов вопросу о стационарном режиме конвективного горения. О возможности выхода конвективного горения на стационарный режим говорится в работе [3], в работе [8] рассмотрен стационарный режим горения газопроницаемых порохов. Однако эти авторы не обратили внимание на то, что при установившемся режиме горения опережающая фильтрация продуктов горения невозможна, поскольку скорость течения газов за волной не может быть выше скорости самой волны. Это является довольно общим следствием закона сохранения массы. Таким образом, при установившемся режиме речь идет фактически о качественно ином механизме передачи тепла из зоны горения, чем тот, который рассматривается в данной работе. Этим механизмом является передача тепла за счет работы сил давления в газе. В настоящее время область существования такого установившегося режима совершенно не изучена.

Также остается открытым вопрос об асимптотическом поведении рассмотренного решения при больших временах. Поскольку случай, когда $u_f = V$, имеет особенность, то не исключена возможность возникновения пульсирующего режима конвективного горения.

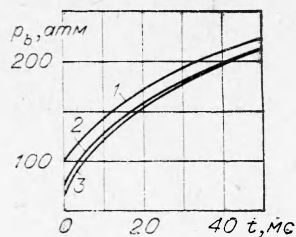


Рис. 2. Влияние скорости полой горения на закон $p_b(t)$.

U_p , см/с: 1—0,1; 2—1; 3—10.

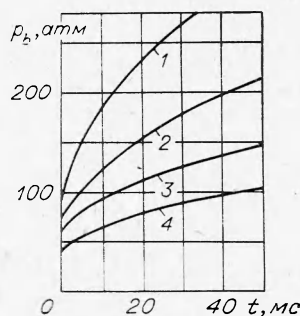


Рис. 3. Влияние начальной пористости на закон $p_b(t)$.

φ_0 : 1—0,2; 2—0,3; 3—0,4; 4—0,5.

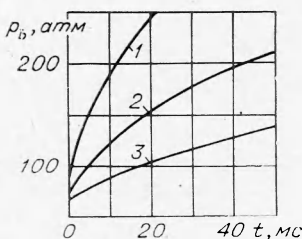


Рис. 4. Влияние начального размера частиц на закон $p_b(t)$.

d_0 , мкм: 1—50; 2—100; 3—200.

Таблица 3

φ_0	Nu_k	$\frac{(d_0 l_h)}{2}$	ξ	Re	$\frac{\varphi_M - \varphi_0}{1 - \varphi_0}$
0,2	100	9,3	0,5	540	0,25
0,3	58,4	15,7	1,4	750	0,40
0,4	27,5	23,7	3,0	900	0,56
0,5	25,0	33,7	6,25	970	0,73

Поступила в редакцию
27/XII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М., «Наука», 1973.
2. К. К. Куо, R. Vichnevetsky, M. Summerfield. AIAA J., 1973, 11, 4.
3. В. Ф. Дубовицкий, В. Г. Коростелев и др. ФГВ, 1974, 10, 6.
4. С. С. Забродский. Гидродинамика и теплообмен в псевдоожигенном слое. М.—Л., ГЭИ, 1963.
5. А. Ф. Беляев. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М., «Наука», 1968.
6. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение ВВ. М., ГЭИ, 1957.
7. J. W. Taylor. Transactions of the Faraday Society, 1962, 58, 471, 3.
8. К. К. Куо, M. Summerfield. AIAA J., 1974, 12, 1.
9. А. Э. Шейдеггер. Физика течения жидкостей через пористые среды. М., ГЭИ, 1960.
10. М. Е. Швец. Прикладная математика и механика. 1949, 13, 3.
11. С. А. Гандин. ПММ, 1950, 14, 4.
12. Д. Ж. Коул. Методы возмущений в прикладной математике. М., «Мир», 1972.
13. Д. Б. Сполдинг. Конвективный массоперенос. М.—Л., «Энергия», 1965.

УДК 533.915, 535.21, 536.46

«ГОРЕНИЕ» КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЛОШНОГО СПЕКТРА

В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов, В. В. Новикова

(Москва)

Развитие техники привело к созданию мощных источников излучения инфракрасного, оптического и ультрафиолетового диапазона. При воздействии такого излучения на поверхности твердого тела возникает струя интенсивно светящихся паров, которую иногда по аналогии с обычным горением называют факелом. Для определения параметров факела применяются газодинамические методы, оправдавшие себя при исследовании классических задач о горении конденсированных веществ.

Очень большие плотности потока энергии излучения удается создать с помощью оптических квантовых генераторов, монохроматическое излучение которых имеет узкую диаграмму направленности, что позволяет сфокусировать его на небольшую площадь. Описанию взаимодействия такого излучения с веществом посвящена обширная литература (см., например, обзорные работы [1—3]). Гораздо меньше опубликовано работ, посвященных действию излучения ультрафиолетового диапазона, созданного высокотемпературными источниками излучения сплошного спектра. Вместе с тем такие источники могут быть достаточно интенсивными, что позволяет проводить с их помощью эксперименты, аналогичные случаю лазерного воздействия [4—6]. Например, в источнике взрывного типа [7], в котором рабочим газом является гелий с потенциалом ионизации 24,6 эВ (при скорости фронта ударной волны около 60 км/с, температуре газа на фронте около 8 эВ на расстояниях перед фронтом порядка характерного размера светящейся поверхности), удается достичь плотности потока излучения порядка 100—150 МВт/см² при учете поглощения части излучения в холодном гелии перед фронтом.

При действии на мишень оптического излучения с такой плотностью потока пары первоначально имеют температуру, близкую к температуре фазового перехода, являются слабо ионизованными и прозрачными для падающего излучения. По веществу распространяется волна испа-