

## ВЛИЯНИЕ СИЛОВОГО МЕЖФАЗНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ ПОРИСТЫХ СРЕД

УДК 532.536

А. Н. Ищенко, Ю. П. Хоменко

НИИ прикладной математики и механики, 634050 Томск

*Выполнены экспериментальные исследования силового межфазного взаимодействия в низкопористой среде при высокоскоростной фильтрации газа. Предложены новые аппроксимационные зависимости для коэффициентов сопротивления, справедливые в широком диапазоне параметров течения и пористого слоя. Разработана новая математическая модель конвективного горения пористого топлива в канале переменного сечения. Проведены параметрические исследования характеристик переходных режимов горения с использованием различных формул для расчета силы межфазного взаимодействия.*

Известно [1], что волна конвективного горения (КГ), распространяющаяся по низкопористому или гранулированному топливу, сопровождается высокоскоростной фильтрацией продуктов сгорания и газа, первоначально заполняющего поры, сквозь пористую матрицу. Возникающее при этом интенсивное межфазное силовое взаимодействие в значительной степени определяет основные характеристики процесса. Пластическая волна сжатия, которая опережает фронт КГ, может вызывать изменение пористости топлива в широком диапазоне: от начальных значений до полного закрытия пор [1]. Деформация химически активной среды сопровождается ее неоднородным диссипативным разогревом, а межфазное трение разогревает как поверхность пор, так и обтекающий ее газ. Особую значимость отмеченные факторы приобретают в переходных режимах горения, когда КГ развивается в низкоскоростной режим взрывчатого превращения (НРВП) и нормальную детонацию.

Перечисленные эффекты диктуют необходимость корректного описания напряженно-деформированного состояния пористого топлива и силового межфазного взаимодействия в широком диапазоне изменения определяющих его параметров. В известных моделях КГ данным факторам не уделялось достаточного внимания. Для описания напряженно-деформированного состояния использовали эффективные межгранулярные напряжения [2, 3] или упругий режим деформаций [4], а силу трения описывали упрощенными зависимостями, полученными, как правило, в условиях, сильно отличающихся от параметров среды, в волне КГ. В настоящей работе сделана попытка устранить отмеченные недостатки.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СИЛЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Решению данной проблемы посвящено большое количество исследований [5–7], начало которым положено работами Рейнольдса. Он впервые определил силу сопротивления,

оказываемую текущей среде со стороны пористого материала, как сумму двух членов, пропорциональных соответственно первой степени скорости и произведению плотности на квадрат скорости текущей среды:

$$F = \Phi_1 \frac{dp}{dx} = k_1 u + k_2 \rho u^2. \quad (1)$$

Здесь  $F$  — сила сопротивления;  $\Phi_1$  — доля объема, занятая газом;  $p$ ,  $\rho$ ,  $u$  — давление, плотность и скорость газа соответственно;  $k_1$ ,  $k_2$  — эмпирические коэффициенты, зависящие от параметров газа и пористой среды. Первое слагаемое определяет потери давления за счет действия сил вязкости, а второе — инерционных сил. Выражение (1) справедливо при медленных ламинарных течениях (закон Дарси) и для развитых турбулентных потоков.

Во всех работах, связанных с определением силы сопротивления и опирающихся на уравнение (1), проводилось экспериментальное выяснение функциональной зависимости коэффициентов  $k_1$  и  $k_2$  от параметров слоя и характеристик текущей среды. В области ламинарных течений основополагающие результаты получены в [8], а для турбулентных течений — в [9]. В настоящее время наибольшее распространение в моделях КГ [2, 3, 10] получила зависимость, предложенная Эрганом [11, 12]:

$$\frac{dp}{dx} = A \frac{\mu S_V^2 (1 - \Phi_1)^2}{\Phi_1^3} u + B \frac{S_V (1 - \Phi_1)}{\Phi_1^3} Gu, \quad (2)$$

где  $S_V$  — удельная поверхность, приходящаяся на единицу объема частицы;  $G = \rho u$  — массовый расход текущей среды;  $\mu$  — динамическая вязкость текущей среды;  $A$ ,  $B$  — коэффициенты.

Формула (2) получена в [11, 12] как обобщение работ [8, 9] и собственных экспериментов авторов по квазистационарной продувке газов и жидкостей через слои частиц различной формы насыпной плотности.

Эрганом рекомендованы следующие значения коэффициентов:  $A = 4,166$ ,  $B = 0,2916$ , а в работе [12] формула (2) представлена в виде, который более удобен для дальнейшего анализа:

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{(1 - \Phi_1) Gu_m}{\Phi_1^3 d_s} f_k, \quad (3)$$

$$f_k = 150 \frac{1 - \Phi_1}{\text{Re}} + 1,75, \quad (4)$$

$$d_s = \frac{6}{S_V}. \quad (5)$$

Здесь  $f_k$  — коэффициент сопротивления,  $d_s$  — диаметр сферы, эквивалентной по объему реальным частицам, на которых в [8, 9, 11] проводились эксперименты,  $\text{Re} = G d_s / \mu$  — число Рейнольдса,  $u_m$  — средняя скорость течения, вычисленная при среднем давлении внутри пористого слоя. Уравнение (3) является конечно-разностным аналогом (2) и характеризует падение давления на единицу длины пористого слоя.

Экспериментальный материал, на который опирался Эрган, получен в диапазоне пористости

$$0,75 \leq \Phi_1 \leq 0,4; \quad (6)$$

формула (3) может применяться только в этих пределах. В диапазоне (6) оправдано введение эффективных сферических частиц по формуле (5), поскольку шары одинаковых разме-

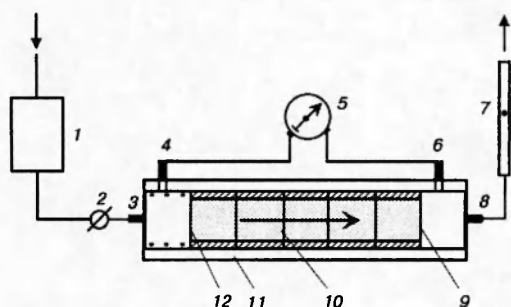


Рис. 1. Общий вид установки для изучения высокоскоростной фильтрации: 1 — ресивер; 2 — регулятор расхода; 3, 4, 6, 8 — штуцеры; 5 — манометр; 7 — расходомер; 9, 12 — сетки; 10 — канал; 11 — корпус

ров можно упаковать до указанной пористости [6] и пятна контактов будут иметь точечный характер. При дальнейшем уменьшении пористости (например, в волне КГ) сферические частицы деформируются и в (3)–(5) необходимо учитывать площадь контактов, которая не омывается газом, чтобы избежать значительной погрешности.

При обработке экспериментальных результатов за основу взята формула (2). Коэффициенты  $A$  и  $B$  выбирали так, чтобы в диапазоне (6) они точно давали соотношения (3)–(5), а при низких пористостях аппроксимировали получаемые опытные данные.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование законов сопротивления проводили на установке, показанной на рис. 1. Прибор состоит из цилиндрического корпуса 11 с полированной внутренней поверхностью, образца пористого материала 10, помещаемого в рабочий объем и фиксируемого сетками 9, 12. Длину и диаметр корпуса, размеры частиц пористого образца, параметры сеток выбирали, исходя из общепринятых рекомендаций [7], так, чтобы исключить влияние граничных эффектов и получить внутри материала равномерный стационарный поток. Корпус оборудован штуцерами 3, 4, 6, 8 для подвода газа и проведения измерений. Перепад давления между сечениями 12 и 9 измеряли манометром 5, а расход — расходомером 7. Измеряли также давление в сечении 12. Сжатый газ (воздух) подавали из компрессора через регулятор давления в ресивер, предназначенный для сглаживания пульсаций давления. В стационарном режиме ресивер обеспечивает поддержание постоянных граничных условий на одном из торцов продуваемого образца с помощью специального регулятора расхода 2. В качестве материала для подготовки низкопористых образцов использовали сферическую свинцовую дробь диаметром 2 мм. Ее сжимали под прессом до нужной пористости, а затем формировали в образец длиной  $L$ .

В экспериментах непосредственно измерялись значения  $L$ ,  $\Phi_1$ ,  $G$ , давление на входе ( $p_+$ ) и выходе ( $p_-$ ) пористого слоя, температуру газа  $T$ . Предполагая процесс изотермическим, а газ подчиняющимся уравнению состояния Менделеева — Клапейрона, на основе (2) после интегрирования получаем соотношение

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{p_+ - p_-}{L} = \frac{2R_g T}{p_+ - p_-} \frac{1 - \Phi_1}{\Phi_1^3} G^3 S_V \left( A \left( \frac{1 - \Phi_1}{Re} \right)^n + B \right), \quad Re = \frac{G}{\mu S_V}, \quad (7)$$

где  $R_g$  — газовая постоянная,  $n$  — показатель степени отношения  $(1 - \Phi_1)/Re$ , введенный для более точного учета влияния пористости. В формуле (7) экспериментально определяются все величины, за исключением  $S_V$ . Для расчета  $S_V$  при низких пористостях разработаны две независимые методики, суть которых изложена в [13]. Первая основана на

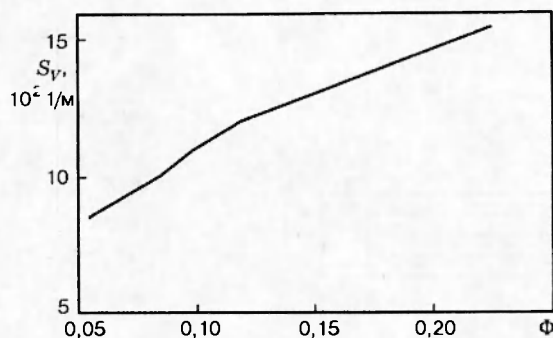


Рис. 2. Зависимость удельной поверхности от пористости

знании характеристик непрессованного гранулированного слоя, вторая — на замене пор набором цилиндрических каналов. Расчеты функции  $S_V(\Phi_1)$  по обеим методикам дают значения, различающиеся на 10–15%. Вид функции  $S_V(\Phi_1)$  в проводимых опытах представлен на рис. 2.

### АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты выполнялись на образцах с пористостью, меняющейся в диапазоне  $0,055 \leq \Phi_1 \leq 0,4$  при числах Рейнольдса  $0 < Re \leq 2000$ . При аппроксимации опытных данных зависимостью (7) минимизировалась сумма квадратов относительных отклонений экспериментальных результатов от аппроксимирующей кривой. После обработки данных 570 опытов получены следующие выражения для  $A$ ,  $B$  и  $n$ :

$$A = \begin{cases} 25, & 0,4 \leq \Phi_1 \leq 0,75, \\ \frac{8,3}{\Phi_1 - 0,068}, & 0,12 \leq \Phi_1 < 0,4, \\ \frac{10,64}{\Phi_1 - 0,054}, & 0,055 \leq \Phi_1 < 0,12; \end{cases} \quad B = \begin{cases} 0,29, & 0,4 \leq \Phi_1 \leq 0,75, \\ \frac{0,087}{\Phi_1 - 0,1}, & 0,12 \leq \Phi_1 < 0,4, \\ \frac{0,28}{\Phi_1 - 0,054}, & 0,055 \leq \Phi_1 < 0,12; \end{cases} \quad (8)$$

$$n = \begin{cases} 1, & 0,12 \leq \Phi_1 \leq 0,75, \\ 1 + 7,07(\Phi_1 - 0,12), & 0,055 \leq \Phi_1 < 0,12. \end{cases}$$

В качестве иллюстрации на рис. 3 представлено изменение коэффициента сопротивления

$$f_k = A \left( \frac{1 - \Phi_1}{Re} \right)^n + B \quad (9)$$

для трех значений пористости.

Анализ показывает, что с уменьшением  $\Phi_1$  асимптотическое значение, на которое выходит  $f_k$  с увеличением  $Re$ , возрастает на 1–2 порядка по сравнению с формулой Эргана (см. рис. 3). Из (8) вытекает, что коэффициенты  $A$ ,  $B$  и  $n$  не претерпевают скачков на границах областей определения, и поэтому  $f_k$  является непрерывной функцией при любых  $Re$ . Из сравнения экспериментальных и рассчитанных по (8), (9) значений  $f_k$  видно, что зависимости (7), (8) существенно улучшают и дополняют известные формулы. При этом

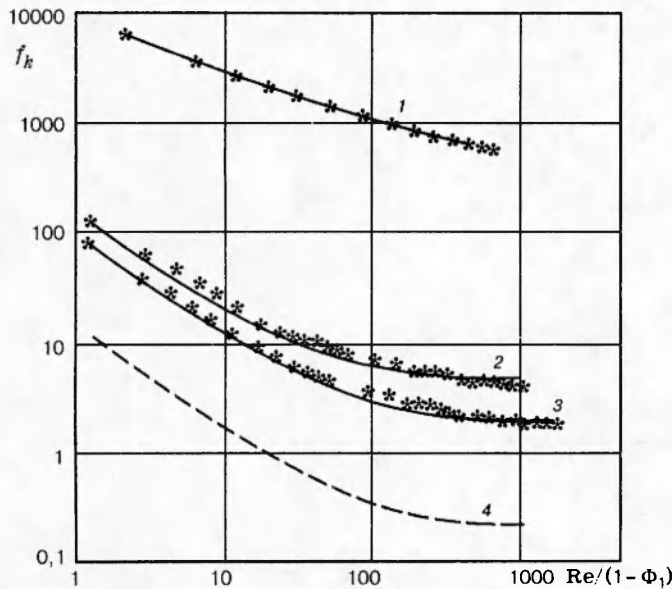


Рис. 3. Зависимость коэффициентов сопротивления от параметров течения:

точки — эксперимент; кривые 1-3 — расчет по формулам (8) и (9), 4 — по формуле Эргана;  $\bar{\psi}_1 = 0,05$  (1), 0,12 (2), 0,15 (3)

в диапазонах пористостей, изученных другими авторами [11, 12], они точно совпадают с (3)–(5). Значения коэффициента сопротивления определяются формулами (8) с погрешностью не более 10%.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ

В предлагаемой модели новым элементом является часть, описывающая напряженно-деформированное состояние пористой матрицы. Топливо считается вязкопластической средой с постоянными реологическими характеристиками. Реальные поры заменяются эквивалентным по объему и поверхности набором цилиндрических каналов [14]. При достижении определенной пористости скелет диспергируется на совокупность одинаковых частиц. При этом давление в частицах принимается равным давлению в газе, а при описании межфазного взаимодействия скелет предполагается состоящим из эффективных сферических частиц.

Модель, описывающая движение топлива по каналу переменного сечения, включает следующие уравнения и замыкающие соотношения:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \Phi_1 S) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 \Phi_1 u_1 S) = I_1 S; \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 \Phi_2 S) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 \Phi_2 u_2 S) = -I_1 S; \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 u_1 \Phi_1 S) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 u_1^2 \Phi_1 S) = -\Phi_1 S \frac{\partial p_1}{\partial x} - FS + I_1 u_2 S; \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 u_2 \Phi_2 S) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 u_2^2 \Phi_2 S) = \\ & = S \frac{\partial \sigma_{2xx} \Phi_2}{\partial x} + p_1 \frac{\partial \Phi_2 S}{\partial x} + FS - I_1 u_2 S + \frac{\partial S}{\partial x} (\sigma_{2xx} - \sigma_{nn}) \Phi_2 - 2\Phi_2 \sqrt{\pi S \sigma_{n\tau}}; \quad (13) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 \Phi_1 E_1 S) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 u_1 \Phi_1 E_1) = -\frac{\partial}{\partial x} (\Phi_1 u_1 p_1 S) - F u_2 S + I_1 S (E_2 + Q) -$$

$$- q_1 S - p_1 \left( \frac{\partial \Phi_1 S}{\partial t} - \frac{I_1 S}{\rho_2} \right), \quad \bar{E}_i = e_i + \frac{u_i^2}{2}, \quad i = 1, 2; \quad (14)$$

$$\frac{d_2 e_2}{dt} = -p_2 \frac{d_2 (1/\rho_2)}{dt} + \frac{Q_g(r_c)}{\rho_2} + Q_z e^{-E_a/RT_2^*}; \quad (15)$$

$$\frac{d_2 N_1 S}{dt} = \dot{\psi}, \quad \frac{d_2}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_2 \frac{\partial}{\partial x}; \quad (16)$$

$$p_1 = \frac{\rho_1 (\gamma - 1) e_1}{1 - a \rho_1}, \quad T_1 = p_1 \frac{1 - a \rho_1}{\rho_1 R}; \quad (17)$$

$$e_2 = \frac{p_2 - c_{20}^2 (\rho_2 - \rho_{20})}{(\gamma_2 - 1) \rho_2}, \quad e_2 + \frac{p_2}{\rho_2} = c_{p2} (T_2^* - T_0); \quad (18)$$

$$\Phi_1 + \Phi_2 = 1, \quad \Phi_1 = \pi r_1^2 N_1, \quad S_{yH} = 2\pi r_1 N_1; \quad (19)$$

$$c_{p2} \rho_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial t} + v \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) = \lambda_2 \left( \frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} \right) - c_{p2} u_2 \rho_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} + Q_g(r) + Q_z \rho_2 e^{-E_a/RT_2}; \quad (20)$$

$$\sigma_{2xx} = \begin{cases} -p_2 + \tau_{2xx}, & \Phi_1 < \Phi_1^*, \\ -p_1 + k(\Phi_1) \tau_{2xx}, & \Phi \geq \Phi_1^*; \end{cases} \quad (21)$$

$$\tau_{2xx} = \frac{2}{3} \left( \mu_2 + \frac{\tau_s \sqrt{3}}{\sqrt{(B/r_1 \Phi_2)^2 + (Ar_1/\Phi_2 r_c^2)^2}} \right) \left( 2 \frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{S_{yH}}{\Phi_2} \left( u_r - \frac{d_2 r_1}{dt} \right) - \frac{u_2}{S} \frac{\partial S}{\partial x} \right); \quad (22)$$

$$A = \sqrt{3} \left( \frac{d_2 r_1}{dt} - u_r - \frac{r_1 \Phi_2 u_2}{2S} \frac{\partial S}{\partial x} \right); \quad B = \left( \frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{1}{2\Phi_2 S} \left( \frac{I_1 S}{\rho_2} + \frac{d_2 \Phi_2 S}{dt} \right) \right) r_1 \Phi_2;$$

$$\sigma_{2xx} - \sigma_{nn} = \left( \mu_2 + \frac{\tau_s}{\sqrt{2I_2}} \right) \left[ 2 \frac{\partial u_2}{\partial x} - \frac{1}{\Phi_2 S} \left( \frac{d_2 \Phi_2 S}{dt} + \frac{I_1 S}{\rho_2} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{2r_1}{r_c^2 \Phi_2} \left( \frac{d_2 r_1}{dt} - u_r \right) - \frac{r_1^2 u_2}{r_c^2 S} \frac{\partial S}{\partial x} \right] \left( 1 + \left( \frac{\partial R_c}{\partial x} \right)^2 \right)^{-1}; \quad (23)$$

$$I_2 = \frac{2}{3} \left( \left( \frac{B}{r_1 \Phi_2} \right)^2 + \left( \frac{Ar_1}{r_c^2 \Phi_2} \right)^2 \right); \quad (24)$$

$$I_1 = \begin{cases} 0, & t < t_3, \\ 2\pi r_1 N_1 u_r \rho_2, & t > t_3, \\ S_{yH}^n u_r \rho_2, & t \geq t_3, \quad \Phi_1 \geq \Phi_1^*, \end{cases} \quad u_r = b p_1; \quad S_{yH}^n = 4\pi r_H^2 N_3; \quad (25)$$

$$F = \pi r_3^2 N_3 C_d \rho_1 \frac{(u_1 - u_2) |u_1 - u_2|}{2}, \quad (26)$$

$$C_d = \begin{cases} C_1 = 24/\text{Re}_F + 4,4/\text{Re}_F^{0,5} + 0,42, & \Phi_2 < 0,08, \\ C_2 = \frac{(\Phi_2 - 0,08) C_3 + (0,25 - \Phi_2) C_1}{0,17}, & 0,08 \leq \Phi_2 < 0,25, \\ C_3 = 2,33 + 200\Phi_2/\Phi_1 \text{Re}_F, & 0,25 \leq \Phi_2 \leq 0,6, \\ C_4 = \frac{0,7}{\Phi_1 - 0,1} + \frac{66,4\Phi_2}{(\Phi_1 - 0,068) \Phi_1 \text{Re}_F}, & 0,6 < \Phi_2 < 0,88, \\ C_5 = \frac{1}{\Phi_1 - 0,054} \left( 2,24 + 85,12 \left( \frac{\Phi_2}{\Phi_1 \text{Re}_F} \right)^n \right), & 0,88 \leq \Phi_2 \leq 0,945, \end{cases}$$

$$n = 1 + 7,07(\Phi_1 - 0,12);$$

$$\frac{4}{3} \pi r_3^3 N_3 = \Phi_2; \quad S_{\text{уд}} = 4\pi r_3^2 N_3; \quad (27)$$

$$q_1 = \begin{cases} 4\pi r_3^2 N_3 \alpha_1 (T_1 - T_{2s}), & t < t_3, \\ 0, & t \geq t_3; \end{cases} \quad (28)$$

$$\text{Nu} = \begin{cases} 2 + 0,106 \text{Re}_q \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_q \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 \text{Re}_q^{0,67} \text{Pr}^{1/3}, & \text{Re}_q > 200; \end{cases}$$

$$\text{Re}_q = \Phi_1 \text{Re}_F; \quad \text{Pr} = c_{p1} \mu_1 / \lambda_1; \quad \alpha_1 = \lambda_1 \text{Nu} / 2r_3; \quad r_c = r_1 \left( 1 + 1/\sqrt{\Phi_1} \right) / 2.$$

Здесь  $e_i$  — внутренняя энергия ( $e_2$  — тепловая составляющая внутренней энергии топлива);  $\sigma_{2xx}$  — напряжения на площадке, нормальной к оси  $Ox$ ;  $\tau_{2xx}$  — компонент дивергента тензора напряжений;  $\sigma_{nn}$ ,  $\sigma_{n\tau}$  — соответственно нормальное и касательное напряжения на элементарной площадке с нормалью  $n$ , расположенной на стенке канала;  $Q_g$  — приток тепла за счет диссипации энергии при деформации;  $v$  — скорость радиального движения топлива в единичной цилиндрической поре скелета;  $\tau_s$  — предел текучести при чистом сдвиге;  $r_1$ ,  $r_3$  — радиусы сферических частиц и эффективных цилиндрических пор;  $N_1$  — число пор в единице поперечного сечения;  $N_3$  — число частиц в единице объема;  $T_2^*$  — средняя температура топлива;  $Q$  — калорийность топлива;  $E_a$  — энергия активации;  $\dot{I}_1$  — приток массы продуктов горения в единице объема;  $I_2$  — второй инвариант тензора скоростей деформации;  $q_1$  — конвективный тепловой поток в  $k$ -фазу из газа в единице объема;  $C_d$  — коэффициент сопротивления при течении газа через пористый скелет;  $\alpha$  — коволюм;  $\gamma$  — показатель изэнтропы;  $c_{20}$  — скорость звука в скелете в начальном состоянии;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности;  $\text{Re}$ ,  $\text{Nu}$ ,  $\text{Pr}$  — числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля относительного обтекания;  $u_r$  — скорость послойного горения;  $r_d$  — радиус частиц после диспергирования;  $\Phi_1^*$  — фиксированное значение пористости;  $S_{\text{уд}}$  — удельная поверхность пор в недиспергированном скелете;  $S_{\text{уд}}^n$  — удельная поверхность частиц, образовавшихся после диспергирования;  $b$  — эмпирический коэффициент;  $F$  — сила межфазного трения при течении газа через пористый скелет;  $r_c$  — среднее значение радиуса единичной цилиндрической поры. Индексы: 1 — газ, 2 — твердая фаза, 0 — начальное состояние,  $s$  — поверхность поры.

Соотношения (10), (11) являются уравнениями неразрывности, (12), (13) — сохране-

ния импульса, (14), (15) — сохранения энергии газовой и конденсированной фаз, (16) — сохранения числа пор в подвижной (лагранжевой) частице топлива, (17), (18) — состояния фаз. Выражения для конвективного теплового потока взяты из работы [15], а коэффициенты сопротивления соответствуют зависимостям (8), (9).

Система (10)–(28) замыкается уравнением для деформации единичной цилиндрической поры, выражениями для радиальной составляющей скорости частиц топлива и диссипируемой энергии:

$$\frac{d_2 r_1}{dt} = \frac{(p_1 - p_2) r_1}{2\mu_2} + u_r + \frac{r_1 \Phi_2 u_2}{2S} \frac{\partial S}{\partial x} \pm \frac{r_1 \tau_s}{2\mu_2} \ln \left( \frac{A + \sqrt{A^2 + B^2}}{\Phi_1 (A + \sqrt{A^2 + (B/\Phi_1)^2})} \right), \quad (29)$$

где знак плюс берется для сжатия, а минус — для расширения пор;

$$v = \frac{1}{\Phi_2} \left( \frac{d_2 r_1}{dt} - u_r \right) \left( \frac{r_1}{r} - r \pi r_1 N_1 \right) - \frac{\partial S}{\partial x} \frac{u_2}{2S} \left( \frac{r_1^2}{r} - r \right); \quad (30)$$

$$Q_g = \frac{1}{\Phi_2} \left( \frac{4}{3} \frac{\mu_2}{\Phi_2} \left( \frac{B^2}{r_1^2} + \frac{A r_1^2}{r^4} \right) + \sqrt{2} \tau_s \sqrt{\frac{B^2}{r_1^2} + \frac{A^2 r_1^2}{r^4}} \right). \quad (31)$$

Соотношения (29)–(31) получены в предположении, что деформация скелета в любом поперечном сечении заряда адекватно описывается деформацией одноосного растяжения или сжатия его единичной поры, выделенной из этого сечения, и недиагональными компонентами тензоров напряжений и скоростей деформаций можно пренебречь. Режим деформирования предполагается сильновязким.

Конвективный тепловой поток прогревает узкий слой топлива, прилегающий к стенке поры, распределение температуры в котором описывается уравнением (21). Внутренние слои имеют температуру  $T_2^*$ . Критерием зажигания служит условие  $\bar{T}_{2s} \rightarrow \infty$ .

После диспергирования пористой матрицы в модель необходимо внести изменения. Поскольку теряет смысл введение цилиндрических каналов, связанные с ними уравнения не используются, эффективные сферические частицы становятся реальными, а их число  $N_3$  подчиняется условию  $d_2 N_3 S / dt = 0$ . Вместо (15) применяется его интеграл, получаемый в пренебрежении диссипацией,

$$p_2 = R_2 (p_2 / \Pi + 1)^{1/\gamma_2}, \quad \Pi = R_2 c_3^2 / \gamma_2,$$

где  $R_2$  и  $\Pi$  в каждой частице определяются из условия прохождения изоэнтропы через точку  $p_2$ ,  $R_2$  в момент диспергирования данной частицы скелета.

Модель (10)–(32) при  $\Phi_1 \rightarrow 0$  допускает предельные переходы к уравнениям динамики твердого тела, а при  $\Phi_1 \rightarrow 1$  — к уравнениям газовой динамики.

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Расчеты проведены по явной разностной схеме на адаптирующейся подвижной сетке. Исследовалось горение пористого заряда длиной  $L$ , помещенного в замкнутую газонепроницаемую оболочку и воспламеняемого с одного торца. Начальные и граничные условия были следующими:

$$t = 0, \quad 0 \leq x \leq L, \quad u_1 = u_2 = 0, \quad p_1 = p_2 = p^0, \quad \Phi_1 = \Phi_1^0, \quad S_{\text{уд}} = S_{\text{уд}}^0, \quad T_2 = T^0, \\ x = 0, \quad x = L: \quad u_1 = u_2 = 0,$$



$$r = r_1: \quad -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} = \alpha_1(T_1 - T_{2s}^*), \quad r = \infty: \quad T_2 = T_2^*.$$

Параметры топлива и продуктов сгорания:  $\rho_2 = 1600 \text{ кг/м}^3$ ;  $c_{p1} = 1 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{К)}$ ;  $T^0 = 300 \text{ К}$ ;  $\lambda_1 = 8,33 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м/(с}^3 \cdot \text{К)}$ ;  $\lambda_2 = 0,25 \text{ кг} \cdot \text{м/(с}^3 \cdot \text{К)}$ ;  $\mu_1 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$ ;  $\mu_2 = 10^4 \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$ ;  $Q = 4,54 \text{ МДж/кг}$ ;  $\Phi_1^* = 0$ . Другие характеристики менялись в диапазонах  $0,05 \leq \Phi_1 \leq 0,44$ ,  $2 \cdot 10^3 \leq S_{уд} \leq 15 \cdot 10^3 \text{ 1/м}$ ,  $0 \leq \tau_s \leq 50 \text{ МПа}$ .

При проведении расчетов прежде всего выясняли закономерности распространения КГ при использовании новых зависимостей для силы сопротивления. Использование (26), в отличие от (3)–(5), делает волну КГ менее растянутой, зона пластической деформации сужается, а пережатие пор усиливается (рис. 4). Давление в зоне горения возрастает (рис. 5), хотя на воспламенительном торце оно практически не меняется. Максимум напряжений в к-фазе находится перед фронтом КГ (рис. 6), отсюда волны напряжения быстро распространяются по негорящему скелету до глухого торца, тем самым способствуя общему понижению пористости справа от зоны горения.

Предложенная модель КГ позволяет описывать переход КГ в НРВП и нормальную детонацию [1]. Анализ процесса воспламенения поверхности пор показывает, что на начальном этапе горения ведущим механизмом воспламенения является опережающая фильтрация горячих продуктов. Затем его сменяет конвективный теплообмен с газом, находившимся в порах первоначально и разогретым за счет высокоскоростного трения и ударного сжатия [14]. Вслед за этим на первый план выходит разогрев за счет диссипативных процессов в пластической волне сжатия, предшествующей зоне КГ. Смена механизма означает начало переходного процесса КГ  $\rightarrow$  НРВП. Расчеты показали, что он может происходить по-разному в зависимости от способа описания силового взаимодействия. Если использовать (26), то получаем скачкообразное изменение скорости воспламенения  $u_{кв}$  более чем в два раза (рис. 7). На этапе НРВП  $u_{кв}$  меняется слабо (в диапазоне  $1,1 \div 1,25 \text{ км/с}$ ). При этом по топливу распространяется квазистационарная волна, структуру которой иллюстрирует рис. 6. Профиль давления на фронте имеет ярко выраженный треугольный вид. Длина волны от точки начала деформации до полного выгорания топлива составляет  $\sim 20 \text{ см}$ . Эта величина, разумеется, меняется в зависимости от начальных характеристик заряда. Если же опираться на традиционный вариант (3)–(5), то переход происходит плавно, без скачков, причем значения  $u_{кв}$  заметно отличаются от первого случая (до 25%). Этот факт придает принципиальное значение использованию достоверных зависимостей для  $F$  в описании переходных процессов.

На рис. 8 приведены  $x - t$ -диаграммы положения фронта воспламенения и точки максимальных пластических деформаций, где наблюдается наибольший диссипативный разогрев. До сечения  $x = 20 \text{ см}$  фронт воспламенения отстает от пластической волны, а после него — несколько опережает его. Эта точка соответствует скачку  $u_{кв}$  на рис. 7, что подтверждает смену механизма зажигания. Аналогичный тип перехода КГ  $\rightarrow$  НРВП описан в [1, 5].

Количественное сравнение расчетных и экспериментальных результатов проведено для условий работы [16] на примере заряда с  $L = 20 \text{ см}$ . Расчетная зависимость  $u_{кв}(x)$  показана на рис. 7 штриховой линией. На ней присутствуют все этапы, зафиксированные экспериментально:  $AB$  — развитое КГ,  $BC$  — стабилизированный этап КГ,  $DE$  — режим НРВП. На этапе  $BC$  расчетное значение  $u_{кв} \approx 460 \text{ м/с}$ , а в эксперименте  $430 \text{ м/с}$ , на участке  $DE$  соответственно  $1400$  и  $1480 \text{ м/с}$ .

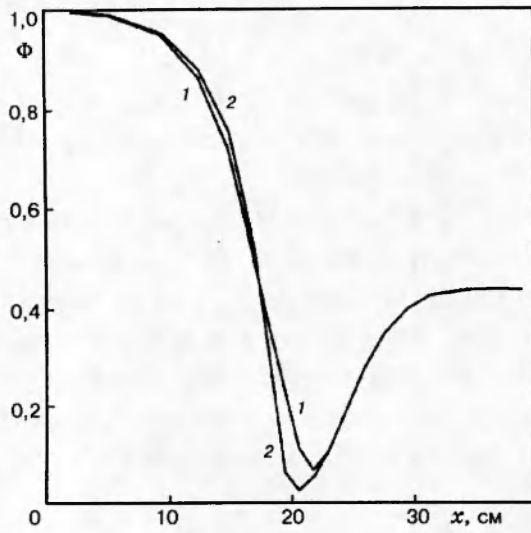


Рис. 4

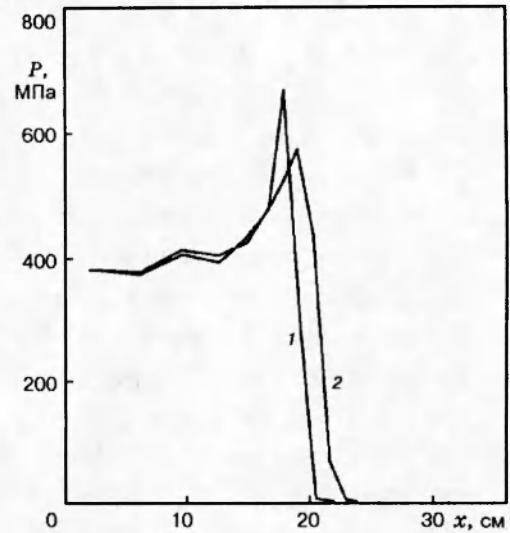


Рис. 5

Рис. 4. Распределение пористости по длине горящего заряда:  
1 — расчет по формуле Эргана, 2 — по формуле (26)

Рис. 5. Распределение давления по длине горящего заряда:  
1 — расчет по формуле (26), 2 — по формуле Эргана

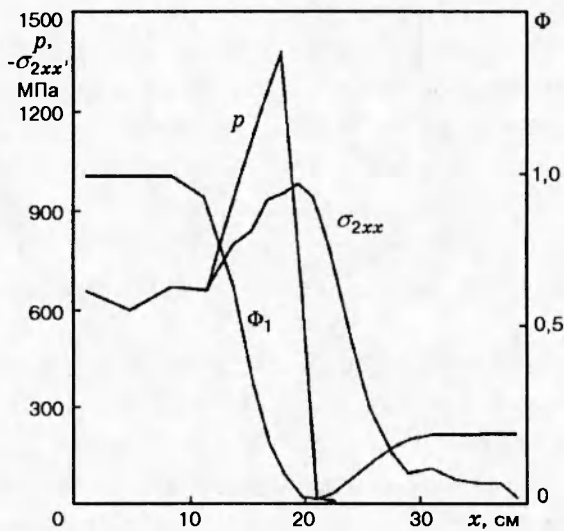


Рис. 6

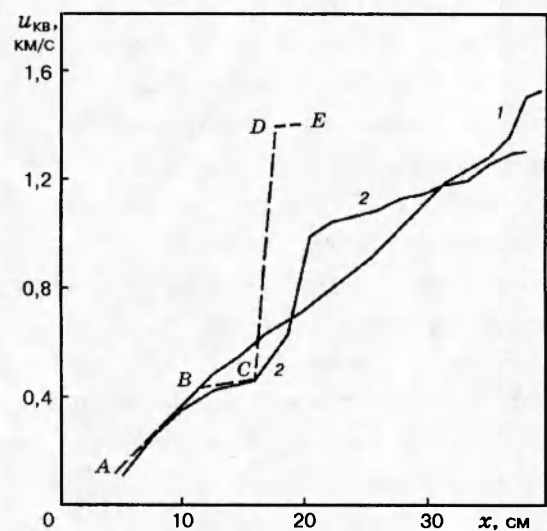


Рис. 7

Рис. 6. Распределение параметров в волне конвективного горения

Рис. 7. Распределение скорости воспламенения по длине заряда:  
1 — расчет с (3)-(5), 2 — расчет с (26), штриховая линия — вариант расчета для сравнения с [16]

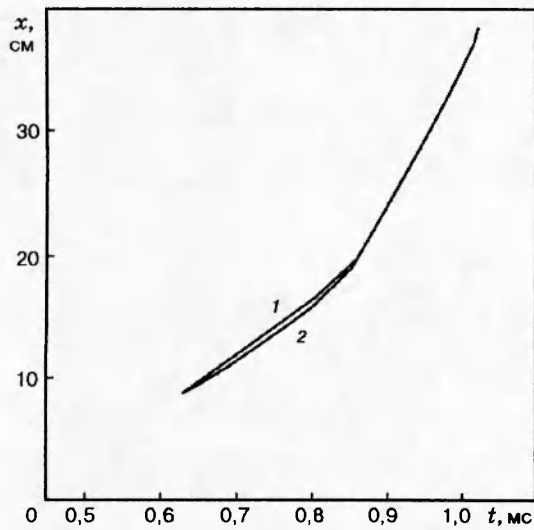


Рис. 8

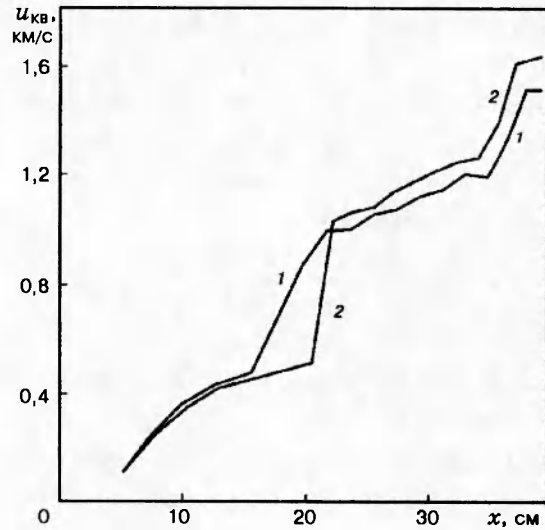


Рис. 9

Рис. 8. Траектории волн воспламенения и точки максимальных пластических деформаций:  
1 — пластическая волна, 2 — волна воспламенения

Рис. 9. Распределение скорости воспламенения по длине заряда:  
 $\tau_s = 50$  (1), 5 МПа (2)

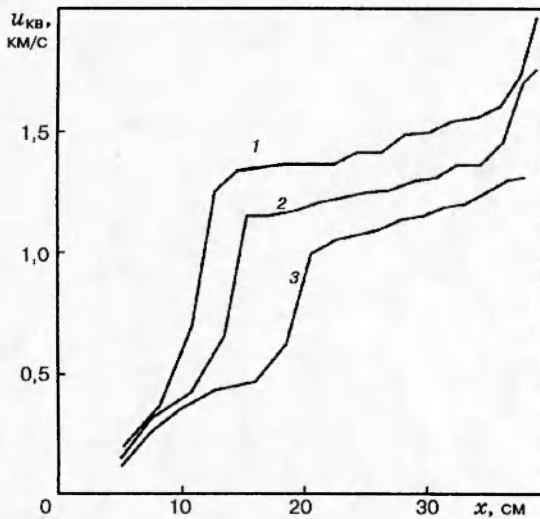


Рис. 10

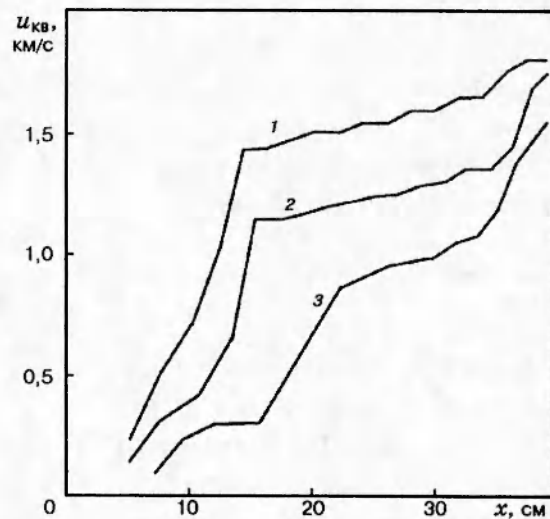


Рис. 11

Рис. 10. Влияние начальной пористости на распределение скорости воспламенения по длине заряда:  
 $\Phi_0 = 0,2$  (1), 0,3 (2), 0,4 (3)

Рис. 11. Влияние начальной удельной поверхности пор на распределение скорости воспламенения по длине заряда:  
 $S_{уд}^0 = 80$  (1), 42 (2), 20  $\text{см}^{-1}$  (3)

На рис. 9 приведено сравнение кривых  $u_{\text{кв}}(x)$  для разных пределов текучести топлива. Выявлена тенденция, в соответствии с которой длина преддетонационного участка горения сокращается при увеличении  $\tau_s$ , причем чем меньше  $\tau_s$ , тем более затянут стабилизированный участок КГ и сильнее выражается скачок скорости воспламенения при переходе КГ  $\rightarrow$  НРВП. После перехода у топлива с небольшим значением  $\tau_s$  скорость НРВП несколько выше. По-видимому, это связано с тем, что процесс распространяется по более сжатой и плотной среде.

Рис. 10 иллюстрирует изменение характера воспламенения в зависимости от начальной пористости образца. С понижением  $\Phi_1$  от 0,4 до 0,2 длина преддетонационного участка сокращается, режим стабилизированного КГ исчезает, а скорость воспламенения на участке НРВП существенно увеличивается (до 40 %).

Аналогичным образом сказывается изменение начальной удельной поверхности пор (рис. 11). В диапазоне  $\Phi_1^0 \leq 0,3$  и  $S_{\text{уд}}^0 > 40 \text{ см}^{-1}$  КГ практически сразу после воспламенения срывается в НРВП. Структура, подобная показанной на рис. 6, распространяется по всей длине заряда со слабо возрастающей скоростью. Вблизи глухого торца скорость волны заметно увеличивается из-за общего поджатия и увеличения средней плотности среды.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально получены полуэмпирические зависимости для силы межфазного взаимодействия в условиях низкой пористости и больших чисел Рейнольдса, что соответствует течениям в волне КГ. Предложена новая математическая модель КГ для вязкопластического топлива в канале переменного сечения. Выполнены расчетные параметрические исследования характеристик КГ и переходных режимов горения, опирающиеся на новые формулы силового взаимодействия. Выявленные тенденции и диапазоны параметров могут служить ориентиром для разработки условий безопасной эксплуатации установок, работающих с использованием низкопористых и гранулированных материалов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-00714а).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Переход горения конденсированных систем во взрыв / А. Ф. Беляев, В. К. Боболев и др. М.: Наука, 1973.
2. Ахатов И. Ш., Ванштейн П. Б. Нестационарные режимы горения пористых порохов // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 3. С. 53–61.
3. Ермолаев Б. С., Новожилов Б. В., Посвянский В. С., Сулимов А. А. Результаты численного моделирования конвективного горения порошкообразных взрывчатых систем при возрастающем давлении // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 5. С. 3–11.
4. Смирнов Н. Н., Дмитриенко И. Д. Режим конвективного горения в деформируемом твердом топливе с продольными каналами // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 3. С. 59–66.
5. Carman P. C. Flow of gases through porous media. London: Acad. Press, 1956.
6. Гольдштик М. А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: Наука, 1984.

7. **Аэров М. Э., Тодес О. М., Наринский Д. А.** Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия, 1979.
8. **Carman P. C.** Fluid flow through granular beds // Inst. Chem. Eng. Sympos. Ser. 1937. V. 15. P. 150.
9. **Burke S. P., Plummer W. B.** Gas flow through packed columns // Ind. and Eng. Chem. 1928. V. 20. P. 1196.
10. **Куо К. К., Саммерфильд М.** Теория стационарного горения газопроницаемых топлив // Ракетная техника и космонавтика. 1974. Т. 12, № 1. С. 58.
11. **Ergun S.** Fluid flow through randomly packed columns // Chem. Eng. Prog. 1952. V. 48. P. 49.
12. **Ergun S., Orning A. A.** Fluid flow through randomly packed columns and fluidized beds // Ind. and Eng. Chem. 1949. V. 6. P. 1179.
13. **Барышев И. М., Воронин В. Н., Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П.** Экспериментальное исследование законов сопротивления при течении газа в низкопористой среде в широком диапазоне чисел Рейнольдса // Изв. вузов. Физика. 1993. № 4. С. 101.
14. **Вилюнов В. Н., Ищенко А. Н., Хоменко Ю. П.** О детерминированной модели конвективного горения пористых систем // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 5. С. 40-47.
15. **Тимофеев В. Н.** Теплообмен в слое // Изв. ВТИ. 1949. № 2. С. 12.
16. **Сулимов А. А., Ермолаев Б. С., Коротков А. И. и др.** Закономерности распространения волн конвективного горения в замкнутом объеме // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 9-15.

*Поступила в редакцию 22/IV 1996 г.*

---