

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багатуров С.А. Основы теории и расчета перегонки и ректификации. – М.: Химия, 1974. – 439 с.
2. Илларионов А.Г., Сасин В.Я. Методы обработки экспериментальных данных в исследованиях теплотехнологических процессов. – М.: МЭИ, 1987. – 62 с.
3. Ушева Н.В., Кравцов А.В. Макрокинетика химических процессов и расчет реакторов. – Томск: Изд-во ТПУ, 2007. – 100 с.
4. Воскресенский П.И. Начала техники лабораторных работ. – М.: Химия, 1971. – 223 с.
5. Захаров Л.Н. Начала техники лабораторных работ. – Л.: Химия, 1981. – 191 с.
6. Крель Э. Руководство по лабораторной ректификации. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1960. – 631 с.
7. Мановян А.К. Лабораторная перегонка и ректификация нефтяных смесей. – М.: Химия, 1984. – 236 с.
8. Розенгарт М.И. Техника лабораторной перегонки и ректификации. – М.-Л.: Госхимиздат, 1951. – 194 с.

Поступила 29.04.2010 г.

УДК 662.6;519.6

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ СЛОЯ ГРАНУЛИРОВАННОГО ТОПЛИВА

В.В. Жолобов, И.А. Иванова

Томский политехнический университет  
E-mail: study@tpu.ru

*Предложена математическая модель для описания в двухскоростном, двухфракционном, двухтемпературном приближении механики гетерогенных сред осесимметричного движения смеси продуктов сгорания воспламенителя и слоя гранулированного топлива. В качестве приложения модели проведен расчет процесса, имитирующего взаимодействие капсюльной втулки с навеской дымного пороха и слоем гранулированного топлива.*

### Ключевые слова:

*Математическое моделирование, осесимметричные течения, гетерогенные среды, численные методы, фронт пламени.*

### Key words:

*Mathematical modeling, axial-symmetric flows, heterogeneous environments, numerical methods, flame front.*

Процесс взаимодействия запыленного газа (микрорегетерогенной дисперсной системы) с пористой средой имеет место в продуктивных пластах при разработке газоконденсатных месторождений, при трубопроводной транспортировке природного газа и в газовых фильтрах различного типа.

Аналогичный процесс возникает также при движении продуктов сгорания в двухфазных средах с дисперсионной фазой из унитарного топлива. Отличительной особенностью таких дисперсных систем является непрерывное изменение структуры дисперсной фазы от среды со связной структурой к среде с несвязной зернистой структурой.

В последнем случае наибольший прикладной интерес представляет установление закономерностей распространения фронта пламени (поверхности, отделяющей область с наличием фазового перехода от области, где последний отсутствует). Несмотря на большое количество работ, посвященных вопросам горения отдельных элементов и всей дисперсной системы в целом (неполный обзор работ этого направления дан в [1]), имеется ограниченное число публикаций, рассматривающих вопросы численного расчета совместной динамики процессов инициирования, воспламенения и движения горящей дисперсной системы. Сложности вычислительного характера в основном связаны с необходимостью расчета процессов,

имеющих различный масштаб по пространству. Наиболее подходящий метод решения задач газовой динамики для этого случая предложен С.К. Годуновым [2]. Основу метода составляет идея о применении решения задачи Римана (включение в разностную схему элементарных решений уравнений газовой динамики) для определения потоков на границе ячеек разностной сетки. В данной работе метод С.К. Годунова по аналогии с [3] рассматривается как формальная процедура, приводящая к устойчивой разностной схеме. Вместо точного решения задачи Римана для уравнений движения несвязных дисперсных систем используется их приближенное аналитическое решение.

Имеется мало публикаций, в которых при построении разностной схемы применяется распределение параметров по длине ячейки. Причем в имеющихся публикациях [4] отсутствует привязка к аналитическим решениям исходной системы уравнений. В данной работе идея С.К. Годунова о применении элементарных аналитических решений уравнений газовой динамики для определения параметров на границе ячеек разностной сетки распространяется на распределение параметров внутри ячеек. По аналогии с классическим (термодинамическим) приближением [5] для скорости и давления предлагается использовать линейное и квадратичное распределение соответственно.

Подобная модификация представляет особый интерес при расчете задач механики гетерогенных сред в одномерной и осесимметричной постановке, для которых длина ячейки в осевом направлении на порядок (и более) превышает её длину в направлении радиальном.

Эта схема показала свою состоятельность [6] при проведении численных расчетов и в данном случае позволила достаточно детально исследовать реальный процесс воспламенения гранулированного слоя топлива с помощью средств инициирования и воспламенительного узла.

Воспользуемся математической постановкой задачи, приведенной в работе [7]. Система газодинамических уравнений, описывающих совместные осесимметричные движения двухкомпонентной несущей фазы и двух раздельных фракций дисперсной фазы, имеет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial r \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_i v_i}{\partial r} = \\ & = (-1)^{i+1} r \left[ G_2 e(t-t_3) - G_3 e(t_3-t) + \right. \\ & \quad \left. + \frac{\pi}{6} \rho_3^0 d_3^3 n_{22} \delta(t-t_3) \right]; \\ & \frac{\partial r N_2}{\partial t} + \frac{\partial r N_2 u_2}{\partial x} + \frac{\partial r N_2}{\partial r} = 0; \quad i=1,2; \\ & \frac{\partial r m_{i2}}{\partial t} + \frac{\partial r m_{i2} u_2}{\partial x} + \frac{\partial r m_{i2} v_2}{\partial r} = \\ & = (-1)^{i+1} 6r \left[ (1-\xi_0)(2-i)G_{2(2)}e(t-t_3) - \right. \\ & \quad \left. - G_3 e(t_3-t) + \frac{\pi}{6} \rho_3^0 d_3^3 n_{22} \delta(t-t_3) \right]; \\ & \frac{\partial r \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_i u_i^2}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_i u_i v_i}{\partial r} + \alpha_i r \frac{\partial p}{\partial x} = \\ & = (-1)^i r \left[ \tau_x - G_2 e(t-t_3) u_2 + G_3 e(t_3-t) u_1 - \right. \\ & \quad \left. - \frac{\pi}{6} \rho_3^0 d_3^3 n_{22} \delta(t-t_3) u_2 \right]; \\ & \frac{\partial r \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_i v_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_i v_i^2}{\partial r} + \alpha_i r \frac{\partial p}{\partial r} = \\ & = (-1)^i r \left[ \tau_r - G_2 e(t-t_3) v_2 + G_3 e(t_3-t) v_1 - \right. \\ & \quad \left. + \frac{\pi}{6} \rho_3^0 d_3^3 n_{22} \delta(t-t_3) v_2 \right]; \\ & \frac{\partial r \rho_1 \varepsilon_1}{\partial t} + \frac{\partial r \rho_1 \varepsilon_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial r \rho_1 \varepsilon_1 v_1}{\partial r} + \\ & + p \left[ \frac{\partial}{\partial x} r (\alpha_1 u_1 + \alpha_2 u_2) + \frac{\partial}{\partial r} r (\alpha_1 v_1 + \alpha_2 v_2) \right] = \\ & = r \tau_x (u_1 - u_2) + r \tau_r (v_1 - v_2) - q_r e(t-t) + \\ & \quad + r G_2 e(t-t_3) Q_2 - r G_3 e(t_3-t) c_3 T_{II} + \\ & \quad + \frac{\pi}{6} r \rho_3^0 d_3^3 n_{22} \delta(t-t_3) c_3 T_{II} + \\ & + r \left[ G_2 e(t-t_3) - G_3 e(t_3-t) + \frac{\pi}{6} \rho_3^0 d_3^3 n_{22} \delta(t-t_3) \right] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2}{2}; \\ & \alpha_1 + \alpha_2 = 1; \quad \alpha_2 = \\ & = \rho_2 / \rho_3^0 + \sum_k N_{2(k)} \Lambda_{2(k)} (1 - \rho_{2(k)}^0 / \rho_3^0); \quad k=1,2, \quad (1) \end{aligned}$$

где  $\rho_1 = \rho_{11} + \rho_{12}$  – суммарная кажущаяся плотность условного двухкомпонентного газа (второй компонентой являются монодисперсные микрочастицы с диаметром  $d_3$ , плотностью  $\rho_3^0$  и теплоемкостью  $c_3$ ;  $\rho_2 = n_{22} \pi d_3^3 \rho_3^0 / 6 + \sum_k N_{2(k)} \Lambda_{2(k)} \rho_{2(k)}^0$  – кажущаяся плотность дисперсной фазы;  $\Lambda_{2(k)}$  – объем гранул соответствующей фракции гранулированного унитарного топлива;  $\rho_{2(k)}^0$  – плотность вещества соответствующих гранул;  $u_i, v_i$  – проекции вектора скорости  $i$ -й фазы на координатные оси  $x, r$ ;  $N_2 = N_{2(1)} + N_{2(2)}$  – числовая концентрация гранул топлива соответствующей фракции (второй фракцией являются зерна воспламенителя из дымного пороха, генерирующего в процессе горения микрочастицы с массовой долей  $1-\xi_0$ );  $n_{22}$  – числовая концентрация микрочастиц в газе и на поверхности зерен соответственно;  $\varepsilon_1$  – внутренняя энергия газа;  $\alpha_i$  – объемная концентрация фаз;  $p, T_1$  – давление и температура в газовой фазе;  $T_{II}$  – температура поверхности гранул;  $\tau_x, \tau_r$  – компоненты вектора, отражающего силу сопротивления между фазами;  $Q_2$  – калорийность топлива;  $G_3$  – объемная интенсивность осаждения микрочастиц;  $q_r$  – тепловой поток на невоспламенившуюся поверхность гранул;  $\delta(t-t_3)$  – функция Дирака;  $e(t-t_3)$  – функция Хэвисайда;  $t_3 = t_3(x, r)$  – время зажигания гранул в данном макроскопическом дифференциальном объеме. При записи уравнений (1) принято, что в каждой точке пространства, занятого дисперсной системой, присутствует только одна из фракций гранул топлива.

Предполагая, что скорость осаждения микрочастиц определяется миделевым сечением гранулы топлива и относительной скоростью газа, получим:

$$\begin{aligned} G_{3(k)} &= \frac{\pi}{4} d_{T(k)}^2 \alpha_{(k)} N_{2(k)} n_{12} \rho_3^0 \frac{\pi}{6} \times \\ & \times d_3^3 \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2}; \\ \alpha_{(k)} &= \frac{\tilde{K}^2}{(\tilde{K} + 0,5)^2}; \\ \tilde{K} &= \frac{\rho_3^0 d_3^2 (1 + 2,53 \text{Kn}) \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2}}{9 \mu_1 d_{T(k)}}, \end{aligned}$$

где  $d_{T(k)}$  – диаметр сферы, эквивалентной зерну по поверхности;  $\alpha_{(k)}$  – коэффициент осаждения;  $\mu_1$  – коэффициент динамической вязкости;  $\text{Kn} = l_c / d_3$  – число Кнудсена;  $l_c$  – длина свободного пробега молекул газа.

Далее принимается, что продукты сгорания подчиняются следующему уравнению состояния:

$$p \left( \frac{\alpha_1}{\rho_1} - \alpha^* \right) = \tilde{R} T_1; \quad \varepsilon_1 = \frac{1}{\tilde{\gamma} - 1} \frac{p}{\rho_1} (\alpha_1 - \alpha^* \rho_1);$$

$$\tilde{\gamma} = \frac{\tilde{c}_p}{\tilde{c}_v}; \quad \tilde{R} = \tilde{c}_p - \tilde{c}_v; \quad \tilde{c}_j = \frac{(\rho_1 - \rho_{12})c_j + \rho_{12}c_3}{\rho_1};$$

$$\rho_{12} = \rho_3^0 n_{12} \frac{\pi}{6} d_3^3; \quad j = p, v,$$

где  $c_p, c_v$  – удельная теплоемкость чистого газа соответственно при постоянном давлении и объеме;  $\alpha^*$  – коволюм.

$$\alpha^* = N_A \frac{2}{3} \pi d^3 / \mu,$$

где  $N_A$  – число Авагадро;  $d, \mu$  – соответственно диаметр молекул и молярная масса продуктов сгорания топлива.

Температура поверхности зерен, необходимая при определении межфазного теплового потока и времени зажигания  $t_3(x, r)$ , находится из уравнения теплопроводности. Пренебрегая кривизной гранул и температурным градиентом вдоль макрокоординатных осей  $(x, r)$ , приближенное уравнение зажигания с учетом тепловыделения от химических реакций записывается в системе микрокоординат, связанной с зерном, следующим образом:

$$\frac{\partial T_{2(k)}}{\partial t} = \kappa_{(k)} \frac{\partial^2 T_{2(k)}}{\partial y^2} + \frac{Q_{z(k)}}{c_{2(k)}} \exp\left(-\frac{E_{0(k)}}{R_0 T_{2(k)}}\right).$$

Интегрирование этого уравнения ведется при следующих начальных и граничных условиях:

$$T_{2(k)}(x, r, y, 0) = T_H; \quad 0 \leq x \leq L_k;$$

$$0 \leq r \leq R_k(x); \quad 0 \leq y \leq \infty;$$

$$-\lambda_{2(k)} \frac{\partial T_{2(k)}(x, r, 0, t)}{\partial y} = \alpha_{T(k)} (T_1 - T_{II(k)}) = q_{T(k)};$$

$$-\lambda_{2(k)} \frac{\partial T_{2(k)}(x, r, \infty, t)}{\partial y} = 0,$$

где  $T_{2(k)}$  – температура зерна, относящегося к фракции  $k$ ;  $Q_{z(k)}$  – предэкспонент;  $E_{0(k)}$  – энергия активации;  $R_0$  – универсальная газовая постоянная;  $\kappa_{2(k)}$ ,  $\lambda_{2(k)}$  – коэффициенты теплопроводности и теплопроводности;  $\alpha_{T(k)}$  – коэффициент теплообмена между газом и поверхностью гранул, имеющих температуру  $T_{II(k)}$ ;  $y$  – микрокоордината, отсчитываемая от поверхности зерна;  $q_{T(k)}$  – скорость теплообмена с условным газом. Время зажигания  $t_3$ , как функция  $(x, r)$ , определяется из условия [8]:

$$q_{T(k)}(t_3) = Q_{z(k)} \int_0^\infty \left[ \exp\left(-\frac{E_{0(k)}}{R_0 T_{2(k)}(x, r, 0, t_3)}\right) - \exp\left(-\frac{E_{0(k)}}{R_0 T_H}\right) \right] dy.$$

Считая, что осаждающиеся микрочастицы быстро приобретают температуру поверхности  $T_{II(k)}$ , коэффициент теплоотдачи находится по принципу разделения составляющих теплообмена на основе известных зависимостей [9]:

$$\alpha_{T(k)} = \frac{0,61 \text{Re}_{(k)}^{0,67} \lambda_1}{\sqrt{s_{3(k)}}} + \frac{c_{2(k)} G_{3(k)}}{N_{2(k)} s_{3(k)}} + \varepsilon_1^* \varepsilon_2^* \sigma (T_1^2 - T_{II(k)}^2) (T_1 - T_{II(k)});$$

$$\text{Re}_{(k)} = \frac{\rho_{11} \sqrt{s_{3(k)} [(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2]}}{\mu_1}, \quad (2)$$

где  $s_{3(k)}$  – площадь поверхности гранул  $k$ -й фракции;  $\varepsilon_1^*, \varepsilon_2^*$  – степень черноты условного газа и поверхности гранул соответственно;  $\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;  $\text{Re}_{(k)}$  – число Рейнольдса;  $T_H$  – начальная температура.

Суммарный тепловой поток на поверхность гранул определяется выражением:

$$q_{T(k)} = N_{2(k)} s_{3(k)} \alpha_{T(k)} (T_1 - T_{II(k)}). \quad (3)$$

Функция газоприхода от поверхности гомотетично сокращающихся за счет горения гранул [10] представляется следующим образом:

$$G_{2(k)} = N_{2(k)} s_{3(k)} \rho_{2(k)}^0 W_{2(k)}^0 p^{v(k)}; \quad \frac{dl(k)}{dt} = W_{2(k)}^0 p^{v(k)}, \quad (4)$$

где  $l(k)$  – половина наименьшей из трех величин [10], характеризующих размеры зерна;  $W_{2(k)}$  – единичная линейная скорость горения;  $v(k)$  – экспериментально определяемые константы. Сила межфазного сопротивления представляется в виде:

$$\bar{\tau} = \frac{\pi d_v^2}{8} C_x N_2 \rho_1^0 (\vec{V}_1 - \vec{V}_2) |\vec{V}_1 - \vec{V}_2|; \quad (5)$$

$$C_x = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_T} + 0,48, & \text{Re}_T \leq 3 \cdot 10^5 \\ 0,1, & \text{Re}_T > 3 \cdot 10^5 \end{cases},$$

$$\text{Re}_T = \rho_1^0 |\vec{V}_1 - \vec{V}_2| \sqrt{s_3 / 4\pi} / \mu_1, \quad (6)$$

где  $d_v$  – диаметр сферы, эквивалентной зерну по объему. Геометрия реальных пор среды со связанной зернистой структурой представляется идеализированной моделью в виде набора из  $N^*$  непересекающихся цилиндрических капилляров с радиусом  $a_c$  и извилистостью  $\xi_c$  [11]:

$$a_c = \frac{4B_0}{K_0}; \quad \xi_c = \pi a_c^2 \frac{2B_0}{K_0^2}; \quad N^* = \frac{m}{\pi a_c^2 \sqrt{\xi_c}},$$

где  $K_0$  – параметр кнудсеновского течения (коэффициент проницаемости);  $B_0$  – параметр вязкого течения (постоянная, характеризующая геометрию канала);  $m/\xi_c$  – параметр пористости-извилистости. Величины  $K_0, B_0, m$  предполагаются известными из эксперимента. Движение в капиллярах рассчитывается с помощью системы уравнений, аналогичной (1), в предположении, что пористая среда неподвижна, и вместо (2)–(6) рассматриваются соотношения, относящиеся к воспламенению и горению каналов:

$$G_{2c} = \Pi W_{2c} p^{v_c} \rho_2^0; \quad G_3 = \Pi K_0 \rho_3^0 \sqrt{u_1^2 + v_1^2};$$

$$q_T = \Pi \alpha_{Tc} (T_1 - T_{IIc}); \quad K_0 = C_x / 8; \quad \Pi = 2N^* \pi a_c;$$

$$C_x = \begin{cases} 0,314 \text{Re}^{-0,25}, & \text{Re} < 10^4 \\ 0,0033 + 0,22 \text{Re}^{-0,237}, & 10^4 < \text{Re} < 10^8 \end{cases};$$

$$\bar{\tau}_c = \frac{\Pi C_x \rho_1^0 \bar{V} |\bar{V}|}{8}.$$

При достижении критического значения пористости (равного пористости в плотной упаковке несвязных зерен) происходит диспергирование связного слоя и переход к расчету среды с несвязной зернистой структурой по уравнениям типа (1).

Система (1) численно решается методом распада произвольного разрыва [2], модифицированным для расчета двухфазных течений с большими объемными содержаниями второй фазы [3]. Существенное различие геометрических масштабов основного заряда и воспламенительного узла потребовало разбиения расчетной области на подобласти с различными шагами по пространству и вре-

мени. «Распадные» значения определяются по параметрам дисперсной системы с нижнего слоя по времени. При этом значения параметров на границе ячеек определяется в соответствии с частным аналитическим решением исходной системы уравнений в «нульмерном» приближении [6]. В осевом направлении принято распределение давления по квадратичному закону, распределение скорости по линейному закону, а плотность постоянна по длине ячейки. В радиальном направлении предполагается постоянство всех параметров дисперсной системы в пределах ячейки разностной сетки.

В отличие от [7] проводится газодинамический расчет процесса взаимодействия капсюльной втулки (КВ) с навеской дымного пороха и слоем гранулированного топлива. В силу очень малых геометрических размеров КВ и навески воспламенителя (по отношению к слою) их тепловое воздействие локализуется в узкой зоне у левого торца гранули-

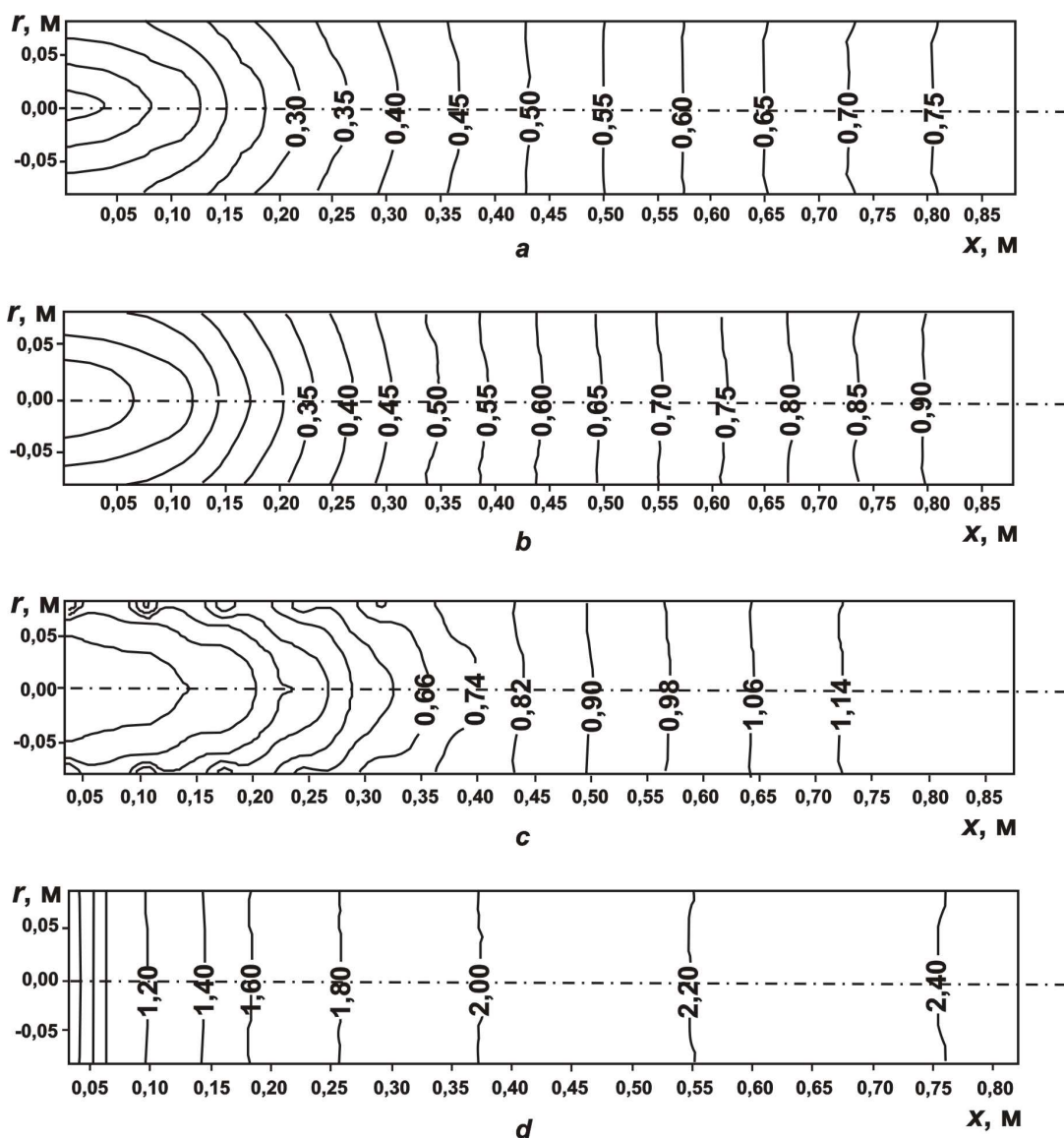


Рисунок. Положение фронта пламени в различные моменты времени

рованного слоя. Это обстоятельство потребовало при численном расчете ввода «буферной» зоны, осуществляющей плавное изменение шагов разностной сетки при стыковке подобластей с сильно отличающимися геометрическими масштабами. Визуализация движения фронта пламени по слою гранулированного топлива осуществляется в программном пакете SURFER [12].

Зона прямого влияния струи продуктов сгорания, генерируемой КВ, прослеживается по концентрации частиц индикатора, в качестве которого выступают микрочастицы  $K_2O$ . Как следует из расчетов, струя горячих газов КВ в приосевой области оказывает непосредственное воздействие на гранулы топлива, подготавливая их к воспламенению, которое происходит за счет совместного действия КВ и навески дымного пороха. Как и следовало ожидать, в областях, удаленных от зоны влияния КВ, главную роль в зажигании слоя играет навеска воспламенителя. Она производит сглаживающее действие, формируя практически плоский фронт макропламени, распространяющегося по слою топлива (рис. 1, а, время зажигания в мс). К моменту зажигания слоя по всему поперечному сечению влияние воспламенителя практически полностью экранируется, и дальнейшее распространение пламени происходит за счет горения самого топлива. Целесообразность учета КВ в расчетных схематизациях процесса воспламенения следует из сравнительного анализа вариантов расчета:

- наличие КВ и навески воспламенителя – базовый вариант (рис. 1, а);
- отсутствие КВ (рис. 1, б);
- отсутствие навески воспламенителя (рис. 1, с);
- отсутствие и КВ, и навески воспламенителя (рис. 1, д).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ассовский И.Г. Физика горения и внутренняя баллистика / отв. ред. А.М. Липанов. – М.: Наука, 2005. – 357 с.
2. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. – М.: Наука, 1976. – 400 с.
3. Матвеев С.К. Некоторые аспекты применения метода Годунова к решению нестационарных задач газовой динамики // Ученые записки Ленинградского университета. Сер. Газодинамика и теплообмен. – 1977. – № 5. – С. 42–54.
4. Крайко А.Н., Тилляева Н.И. Автомодельное сжатие идеального газа плоским, цилиндрическим или сферическим поршнем // Теплофизика высоких температур. – 1998. – Т. 36. – № 1. – С. 120–128.
5. Вилюнов В.Н., Губарев А.В. и др. Термогазодинамические основы внутренней баллистики ствольных систем. – Пенза: Изд-во ПВАИУ, 1974. – 295 с.
6. Жолобов В.В., Костылева И.А. О приближенном расчете осесимметричных движений запыленного газа в пористой среде, состоящей из монодисперсных гранул // Аэрогазодинамика / под ред. Л.В. Комаровского. – Томск: Изд-во ТГУ, 1987. – С. 62–69.
7. Жолобов В.В., Иванова И.А. Газодинамический расчет взаимодействия капсульной втулки с метательным зарядом // Вычислительная газодинамика и горение конденсированных систем / под ред. С.С. Бондарчука, В.М. Зеличенко. – Томск: Изд-во ТГПУ, 2001. – С. 124–129.
8. Вилюнов В.Н. Теория зажигания конденсированных веществ / отв. ред. В.Е. Зарко, А.Г. Мержанов. – Новосибирск: Наука, 1984. – 189 с.
9. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
10. Дельмон Б. Кинетика гетерогенных реакций. – М.: Мир, 1972. – 554 с.
11. Мейсон Э., Малинаускас А. Перенос в пористых средах. Модель запыленного газа. – М.: Мир, 1986. – 200 с.
12. Иванова И.А., Чеканцев В.А. Решение геологических задач с применением программного пакета SURFER. – Томск: Изд-во ТПУ, 2008. – 92 с.

Поступила 02.09.2010 г.

По сравнению с базовым вариантом отсутствие КВ приводит к более медленному зажиганию, без ярко выраженных неоднородностей. Формально последствия работы КВ могли бы быть учтены с помощью задания начального распределения рассчитываемых параметров. Из расчетов следует, что наиболее неоднородное распределение всех параметров реализуется при прямом взаимодействии КВ с основным зарядом (рис. 1, с). Процесс в этом случае становится чувствительным по отношению к характерным параметрам КВ, что затрудняет ее практическое использование. В четвертом варианте процесс воспламенения инициируется за счет того, что первая приосевая ячейка разностной сетки считается воспламенившейся в начальный момент времени. По мере приближения к правой границе скорость фронта пламени становится практически одинаковой во всех вариантах. Однако в вариантах без навески воспламенителя время воспламенения всего заряда существенно больше, чем в базовом варианте.

#### Выводы

Предложена модификация метода С.К. Годунова для расчета задач механики гетерогенных сред в одномерной и осесимметричной постановке с распределением параметров потока вдоль ячейки разностной сетки. Рассмотрена математическая модель и численный расчет процесса воспламенения гранулированного слоя топлива с помощью капсульной втулки и навески воспламенителя. Излагаемый подход позволяет детально учесть конструктивные особенности и количественные характеристики реальных метательных зарядов.