

$\sim 0,2 \div 0,5$  мкм для воды при  $20^\circ\text{C}$ , а для ионных растворов  $\sim 0,01$  мкм [24]. Так как вязкость жидких солей при переходе в жидкое состояние близка к вязкости воды и водных растворов при  $20^\circ\text{C}$ , можно сделать вывод, что для исследуемого интервала давлений эффектами вязкости можно пренебречь ( $\delta_{p,c} \approx 1 \div 2$  мкм).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Иващенко, А. С. Комаров, В. П. Павленко. ФГВ, 1975, 11, 2, 213.
2. Ю. С. Иващенко, В. М. Зенченко. ФГВ, 1979, 15, 1, 19.
3. V. R. Verneker. J. Chem. Phys., 1980, 72, 12, 6678.
4. J. N. Maуcock. Proc. Roy. Soc. A, 1968, 307, 303.
5. В. С. Логачев, А. С. Дмитриев, П. Ф. Похил. Докл. АН СССР, 1972, 205, 2, 400.
6. Ю. К. Делимарский, Б. Ф. Марков. Электрохимия расплавленных солей. М.: Металлургиздат, 1960.
7. Справочник химика/Под ред. Никольского. Т. 1. 1954.
8. Справочник по расплавленным солям. Л.: Химия, 1972.
9. T. L. Bogg, K. J. Krauefle. Comb. Sci. Techn., 1969, 1, 1, 75.
10. J. P. Hightower, E. W. Price. 11-th Symp. of Combust. Pittsburg, 1967.
11. T. L. Bogges, E. W. Price, D. E. Zurn. 13-th Symp. of Combust. Pittsburg, 1970.
12. А. П. Глазкова. Катализ горения взрывчатых веществ. М.: Наука, 1976.
13. O. R. Irvin, P. K. Salzman, W. H. Anderson. 9-th Symp. of Combust. Internal. Acad. Press., N. Y., 1963.
14. N. W. Becksted, J. D. Hightower. AIAA J., 1967, 5, 10.
15. П. А. Бровкина, И. В. Кротов, С. И. Селиванова. Электрохимия, 1969, 5, 12.
16. В. А. Коробан, В. И. Гук.— В кн.: Химическая физика конденсированных ВВ. М.: МХТИ, 1979.
17. V. A. Seleznev, P. F. Pohil, V. M. Maltsev e. a. Comb. Flame, 1969, 13, 2.
18. В. Я. Россоловский, Д. Г. Лемешева, Ю. И. Малов. Журн. неорг. химии, 1968, 13, 8, 2216.
19. Краткий справочник физ.-хим. величин/Под ред. Мищенко. 1967.
20. В. К. Боболев и др. Докл. АН СССР, 1963, 151, 3, 604.
21. Ю. В. Фролов, А. А. Зенин, В. П. Яковлев. ФГВ, 1969, 5, 4, 541.
22. H. F. Kordes. AIAA J., 1969, 7, 6.
23. Б. В. Дерягин, Б. В. Железный и др.— В кн.: Поверхности, силы в топких пленках и устойчивость коллоидов. М.: Наука, 1974.
24. J. L. Anderson, J. A. Owin. J. Chem. Soc. Faraday Trans, 1972, Part 1, 68, 4, 744.

Поступила в редакцию 31/III 1986

## КОНВЕКТИВНОЕ ГОРЕНИЕ АЭРОВЗВЕСИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА В ОГРАНИЧЕННОЙ ОБЛАСТИ

*П. Б. Вайнштейн, Ю. А. Моргунов, Р. И. Нигматулин*

*(Москва)*

В настоящее время развиваются исследования неоднородных процессов горения газов и газовзвесей в замкнутых и открытых объемах [1, 2]. В [3] представлены результаты численного решения двумерной нестационарной задачи о горении аэровзвеси в квадратной замкнутой области при концентрации топлива существенно ниже критической [4, 5], необходимой для осуществления перехода горения в детонацию (ПГД). В данной работе также исследуется задача о горении аэровзвеси в квадратной области при концентрации топлива, превышающей критическую. Рассматриваются два качественно отличных режима, когда расстояние ПГД существенно больше или сравнимо с размером области.

**Постановка задачи. Основные уравнения.** Рассмотрим плоское двумерное нестационарное движение монодисперсной аэровзвеси унитарного топлива при наличии гетерогенных химических реакций. Примем, что выполняются основные предположения механики многофазных сред: расстояния, на которых параметры движения меняются, существенно больше размеров частиц [6]. Уравнения неразрывности газовой и твер-

дой фаз и сохранения числа частиц имеют вид

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_1 \rho_1 = J, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_2 \rho_2 = -J, \quad \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_2 n = 0, \quad (1)$$

где  $\rho_i$ ,  $\mathbf{V}_i(u_i, v_i)$  — средние плотности, скорости соответствующих фаз;  $n$  — число частиц в единице объема;  $J$  — массовая скорость горения топлива.

Рассматриваются разреженные аэрозвеси, когда объемным содержанием топлива пренебрегается и члены межфазного взаимодействия определяются из данных о процессах, протекающих около одиночных частиц. Тогда уравнения движения замкнутся:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_1 \rho_1 u_1 + \frac{\partial p}{\partial x} &= -f_x + J u_2, \\ \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_1 \rho_1 v_1 + \frac{\partial p}{\partial y} &= -f_y + J v_2, \\ \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_2 \rho_2 u_2 &= f_x - J u_2, \\ \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_2 \rho_2 v_2 &= f_y - J v_2 \end{aligned} \quad (2)$$

( $p$  — давление газа,  $\mathbf{f}(f_x, f_y)$  — сила межфазного трения).

Уравнения внутренней энергии твердой фазы, полной энергии смеси и уравнения состояния в предположении, что термодинамические свойства продуктов реакции и воздуха совпадают, имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V}_2 \rho_2 e_2 &= \begin{cases} q, & T_2 < T_{2s}, \\ -J e_2, & T_2 \geq T_{2s}, \end{cases} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \nabla \cdot \mathbf{V}_1 (\rho_1 E_1 + p) + \nabla \cdot \mathbf{V}_2 \rho_2 E_2 &= 0, \\ E_i = c_i + \frac{|\mathbf{V}_i|^2}{2}, \quad e_1 = c_v (T_1 - T_0), \quad e_2 = c_2 (T_2 - T_0) + Q_0, & (3) \\ p = \rho_1^0 R_1 T_1, \quad \rho_2 = n \rho_2^0 \pi d^3 / 6, \quad \rho_2^0 = \text{const}. \end{aligned}$$

Здесь  $e_i$ ,  $E_i$ ,  $T_i$  — внутренние, полные энергии, температуры фаз;  $Q_0$  — теплота реакции;  $T_0$  — начальная температура среды.

Для описания воспламенения и горения частиц используется квазистационарный подход. Принимается, что частицы воспламеняются, когда температура их поверхности достигает заданной температуры газификации  $T_s$ , и горят равномерно при постоянной температуре в соответствии с законом стационарного горения  $u_p = dd/dt = -2u_s(p/p_0)^{\varphi}$  ( $u_s = \text{const}$ ,  $\varphi = \text{const}$ ). Использование стационарного закона при анализе нестационарного горения возможно, когда характерные времена процессов установления, происходящих в конденсированной и газовой фазах при воспламенении и горении частиц, гораздо меньше характерного времени изменения давления  $t_p$ , которое при конвективном горении аэрозвесей может быть оценено временем сгорания частиц  $t_p \sim d_0/2u_p$ . Для частиц диаметром  $d_0 = 10^{-4}$  м и  $p = 1$  и 100 бар получим соответственно  $t_p \sim 50$  и 0,5 мс. Для характерного времени выравнивания температуры внутри частиц имеем  $t_s \sim (1/2d_0)^2/10\kappa_2$ , где  $\kappa_2$  — коэффициент теплопроводности конденсированной фазы. Принимая  $\kappa_2 = 10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с, для частиц с  $d_0 = 10^{-4}$  м получим  $t_s \sim 2$  мс. Таким образом, согласно этой оценке, а также данным [7], при не слишком больших давлениях ( $p \leq 10$  бар) для достаточно мелких частиц ( $d_0 \sim 10^{-4}$  м) выполняется соотношение  $t_s \ll t_p$ , и нестационарность горения, связанная с неравномерностью распределения температуры внутри частицы к моменту воспламенения, несущественна. При выполнении  $t_s \ll t_p$  представляется также несущественной наблюдаемая слабая зависимость температуры горя-

щей поверхности от давления. Для определения значения среднemasсовой температуры  $T_{2s}$ , соответствующей поверхностной температуре воспламенения  $T_s$ , используется соотношение [3]

$$T_{2s} = T_0 + (T_s - T_0) \exp(\lambda_1/\lambda_2 \cdot \text{Nu}_{12}(T_s - T_1)/7T_0). \quad (4)$$

Здесь  $\lambda_1, \lambda_2$  — коэффициенты теплопроводности газовой и твердой фаз. Характерное время тепловой инерции газовой фазы  $t_g$  в соответствии с моделью горения Беляева — Зельдовича может быть оценено временем пребывания газа в зоне горения вокруг частицы  $t_g \sim \Delta x/u'$ , где  $\Delta x \sim \kappa_1/u'$  — толщина зоны подогрева газовой фазы;  $\kappa_1$  — коэффициент температуропроводности газа;  $u' \approx \rho_2^0 u_p / \rho_1$  — средняя скорость газа в этой зоне. Для  $p = 1$  и 100 бар  $t_g \approx 10^{-1}$  и  $\approx 10^{-2}$  мс [8, 9]. Таким образом, при увеличении давления времена  $t_g, t_p$  уменьшаются, однако в широком диапазоне соотношение  $t_g \ll t_p$  сохраняется.

Развитые представления в полной мере соответствуют горению частиц унитарного топлива, реагирующего в газовой фазе. При этом, согласно [10, 11], для рассматриваемого топлива при  $d_0 > 100$  мкм линейная скорость горения практически не зависит от размера частиц. При наличии реакций в ж-фазе использование модели возможно, если доля сгорающего здесь вещества значительно меньше доли вещества, сгорающего в газовой фазе. В противном случае при близком к равномерному прогреве интенсивное тепло- и газовыделение внутри частицы, по-видимому, может привести к ее разрушению и существенно уменьшить время сгорания.

Члены межфазного взаимодействия возьмем в виде [3]

$$\begin{aligned} J &= \pi d^2 \rho_2^0 u_s (p/p_0)^\varphi, \quad \mathbf{f} = \pi d^2 C_d \rho_1 |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| (\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2)/8, \\ C_d &= 24/\text{Re}_{12} + 4,4 \text{Re}_{12}^{0.5} + 0,42, \quad \text{Re}_{12} = \rho_1 |\mathbf{V}_1 - \mathbf{V}_2| d/\mu_1, \\ q &= \pi d \lambda_1 \text{Nu}_{12}(T_1 - T_2), \quad \text{Nu}_{12} = 2 + 0,6 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}_{12}^{0.5}, \quad \text{Pr} = c_p \mu_1/\lambda_1, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mu_1$  — коэффициент вязкости газа;  $d$  — текущий диаметр частиц;  $\varphi, u_s$  — константы эмпирического закона горения;  $\text{Nu}_{12}, \text{Re}_{12}, \text{Pr}$  — числа Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля относительного обтекания;  $C_d$  — коэффициент трения.

Рассмотрим задачу о развитии конвективного горения в ограниченной области. Пусть квадратная область  $G (0 \leq x, y \leq l_0)$  заполнена аэрозвесью в некоторой ее части  $G_0$ , представляющей четверть круга  $0 \leq x^2 + y^2 \leq x_0^2$ , в начальный момент времени без повышения давления увеличивается температура частиц топлива до  $T_2 = T_s$  и начинается горение. Начальные и граничные условия поставленной задачи имеют вид

$$\begin{aligned} t = 0: \quad \rho_i &= \rho_{i0}, \quad \mathbf{V}_i = 0, \quad T_1 = T_0, \quad n = n_0, \quad T_2 = \begin{cases} T_s, & (x, y) \in G_0, \\ T_0, & (x, y) \in G \setminus G_0, \end{cases} \\ t \geq 0: \quad V_{1n} |_{\partial G} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

( $\partial G$  — граница области;  $V_{1n}$  — нормальная составляющая скорости). Значения термодинамических параметров и констант возьмем для модельного топлива [4]:  $\rho_{10}^0 = 1,29$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{20}^0 = 1550$  кг/м<sup>3</sup>,  $\varphi = 0,7$ ,  $u_s = 0,65 \cdot 10^{-3}$  м/с,  $T_0 = 273$  К,  $T_s = 473$  К,  $\mu_1 = 1,7 \cdot 10^{-5}$  кг/(м · с),  $c_p = 713$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · град),  $c_p = 1000$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · град),  $R_1 = 287$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · град),  $c_2 = 1466$  м<sup>2</sup>/(с<sup>2</sup> · град),  $\lambda_1 = 2,57 \cdot 10^{-2}$  кг · м/(с<sup>3</sup> · град),  $Q_0 = 1,93 \cdot 10^6$  Дж/кг,  $\lambda_2 = 0,687$  кг · м/(с<sup>3</sup> · град).

Система (1) — (6) решается численно. Используется численный метод, основанный на расщеплении системы по физическим факторам. На каждом временном слое решение строится в три этапа [3]. Вначале находятся параметры течения без учета членов межфазного взаимодействия ( $J = 0, \mathbf{f} = 0, q = 0$ ). Для численной аппроксимации применяется двухшаговый метод Лакса — Вендроффа [12]. Затем полученное решение

уточняется с учетом членов межфазного взаимодействия, используется явная схема первого порядка точности. На заключительном этапе производится сглаживание в областях физической нерегулярности решения с использованием вязкости диффузионного типа [12]. Точность решения контролируется по выполнению интегралов массы и энергии. Основная масса расчетов проведена на сетке  $25 \times 25$  ( $\Delta x/l_0 = \Delta y/l_0 = 0,04$ ).

**Результаты расчетов.** В [4, 5] в результате численного решения одномерной задачи показано, что конвективное горение аэровзвеси унитарного топлива при превышении концентрации топлива критического значения переходит в детонацию. В процессе ПГД фронт конвективного горения догоняет распространяющийся перед ним фронт волны сжатия. В результате образуется сильная ударная волна (УВ), которая движется ускоренно вплоть до выхода на режим стационарной детонации. Время образования сильной УВ  $t_*$  значительно меньше времени, необходимого для выхода на стационарный детонационный режим.

Оценим время  $t_*$ . В одномерном случае скорость конвективного движения, возникшего при горении,

$$v_w \cong \pi l d^2 u_s \frac{\rho_0^2}{\rho_w} x_w.$$

Здесь  $\rho_w$  — плотность продуктов реакции;  $x_w$  — размер зоны горения. Оценивая  $\rho_w$  по адиабатической температуре горения  $T_w = Q_0/c_p$  при начальном давлении  $p_0$  и используя последнее соотношение (3)  $\pi l d^3/6 = \rho_{20}/\rho_{20}^0$ , получим

$$v_w \cong v_0 \frac{x_w}{x_0} \left( v_0 = \frac{3(\gamma-1)\rho_{20}^0 q_0}{\rho_{10} t_0} \right).$$

Здесь  $q_0 = Q_0/a_1^2$ ,  $t_0 = d_0/2u_s$  — характерное время сгорания частицы. Отметим, что представленная формула совпадает с полученной по асимптотической теории конвективного горения [13]. Считая, что  $t_*$  совпадает с моментом, когда скорость конвективного фронта достигает скорости звука  $a_0$ , получим

$$t_* = \frac{x_0}{v_0} \ln \frac{a_0}{v_0}.$$

При горении аэровзвеси в ограниченной области определяющим параметром будет соотношение  $t_*$  и характерного акустического времени  $t_a = l_0/a_0$ , характеризующегося безразмерным параметром  $\Pi = t_a/t_*$ . Рассмотрим два случая, когда  $t_a < t_*$  и  $t_a > t_*$ .

Первый вариант реализуется, в частности, при  $\rho_{20} = 5 \text{ кг/м}^3$ ,  $d_0 = 0,5 \text{ мм}$ ,  $l_0 = 2 \text{ м}$ ,  $x_0 = 0,33l_0$ . В этом случае скорость горения не превышает  $30 \text{ м/с}$ , что значительно меньше скорости распространения звуковых возмущений. Звуковые возмущения многократно отражаются от границ области, в результате чего распределение давления практически однородно. На рис. 1 приведены профили давления  $P = (p - p_0)/p_0$  вдоль диагонали  $z = \sqrt{x^2 + y^2}/l_0$  для различных моментов времени  $\tau = t/t_0$ ,  $t_0 = d_0/2u_s$  — время сгорания частицы (цифры 1–7 соответствуют временам  $\tau = 0,0185, 0,043, 0,059, 0,077, 0,11, 0,14, 0,18$ ;  $t_0 = 0,385 \text{ с}$ ). Небольшие неоднородности в профилях соответствуют распространяющимся возмущениям от конвективного фронта горения.

В [3] исследованы колебания параметров, возникающие при горении аэровзвесей низких концентраций из-за отражения волн от стенок. В данном случае также происходят колебания параметров, а именно скорости, температуры и давления газа. Однако из-за большой инерции частиц эти колебания практически не вызывают колебаний фронта горения. Это подтверждает специальный расчет соответствующей одномерной задачи с более мелким шагом. На рис. 2 представлены распределе-

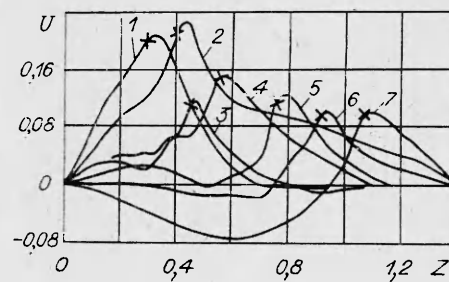
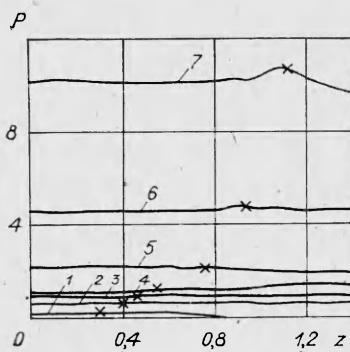


Рис. 2.

Рис. 1.

ния скорости газовой фазы  $U = \sqrt{2} u_1 / l_0$  в направлении диагонали для тех же моментов времени, что и на рис. 1. Эволюция профилей скорости существенно зависит от распределения топлива. В начальный момент времени (рис. 2, 1), когда распределение топлива практически однородно, профиль скорости близок к треугольному [14]. По мере выгорания и сноса топлива от зоны иницирования к границе области горения за счет увлечения частиц движущимся газом происходит притормаживание газа в середине области, где плотность топлива ниже (рис. 2, 3—5). При приближении зоны горения к границе области возникает возвратное течение газа (линии 6, 7).

На рис. 3, а—в штриховыми линиями показаны уровни плотности топлива в различные моменты времени: а)  $\tau = 0,0496$ ,  $\rho_{2\max} = 0,93$ ,  $\rho_{2\min} = 0,36$ ; б)  $\tau = 0,096$ ,  $\rho_{2\max} = 1,65$ ,  $\rho_{2\min} = 0,116$ ; в)  $\tau = 0,116$ ,  $\rho_{2\max} = 1,56$ ,  $\rho_{2\min} = 0,03$ . Линиям уровня соответствуют значения плотности твердой фазы  $\rho_2 = i(\rho_{2\max} - \rho_{2\min})/5 + \rho_{2\min}$ , где  $i$  — номер линии уровня. Сплошными линиями показаны положения фронта горения в соответствующие моменты времени. Из представленных данных видно, что в первые моменты времени фронт горения сохраняет круговую форму, а распределения плотности твердой фазы около зоны горения сохраняют круговую симметрию. Затем круговая симметрия нарушается. По мере продвижения газ поворачивает около углов. Частицы, поскольку они более инертные, поворачивают позднее, в результате чего около углов образуются скопления частиц (см. рис. 3, а, б). Фронт горения, продвигаясь, достигает этих неоднородностей плотности твердой фазы. В местах скопления частиц скорость фронта конвективного горения увеличивается, что приводит к искривлению фронта горения. В последующие моменты времени видно образование зоны повышенной плотности и у угла, противоположного зоне иницирования. Фронт горения приобретает при достижении этой зоны как бы три выступа. Эволюцию фронта горения можно проследить на рис. 3, г, где приведены положения фронта в различные моменты времени ( $1-6 - \tau = 0,0185, 0,043, 0,077, 0,106, 0,1423$  и  $0,18$ ).

Зависимость скорости изменения объема, занятого пламенем  $W = (dS_w/dt) t_0 / l_0^2$ , где  $S_w$  — площадь зоны горения, указанной на диаграммах, показана на рис. 4, 2. Кривая 2' отвечает одномерному распространению горения, которое реализуется при прямоугольной зоне иницирования, равной площади  $G_1$  ( $[0 \leq x \leq x_1] \times [0 \leq y \leq l_0]$ ,  $x_1 = 0,08l_0$ ). Скорость изменения площади зоны горения пропорциональна длине границы фронта. Поэтому вначале  $W$  выше в одномерном случае. Затем по мере увеличения длины границы фронта скорость горения становится выше в плоском случае. В обоих случаях в начальные моменты скорость изменения площади горения растет. Далее начинает сказываться тормозящее влияние стенок и скорость распространения горения падает. При этом возвратное течение от стенок приводит к результирующему торможению фронта.

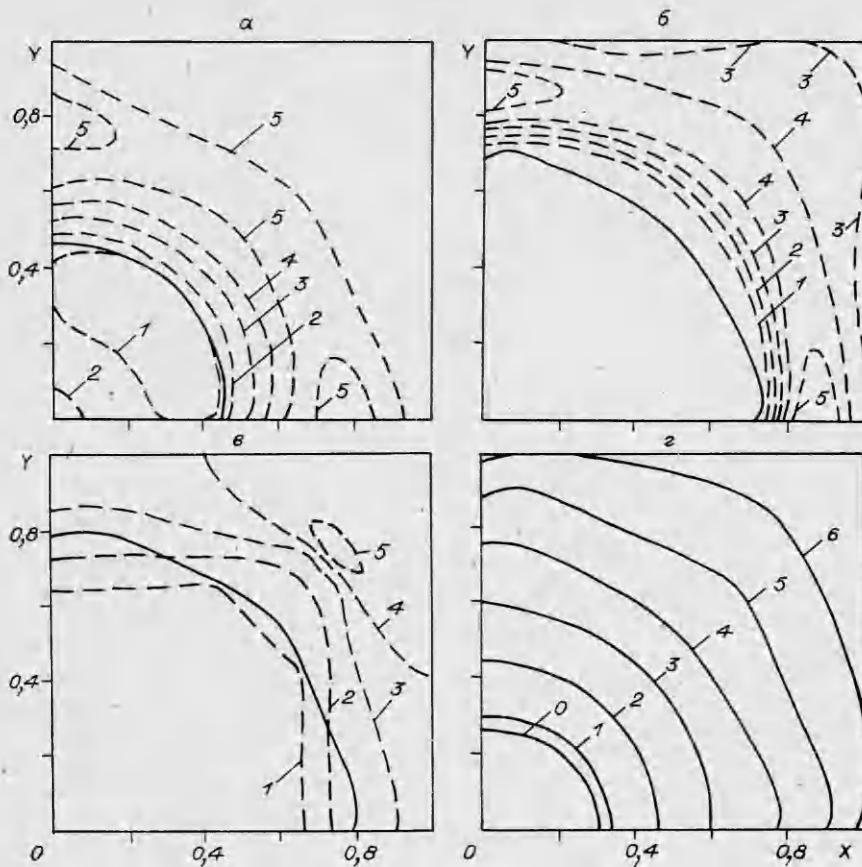


Рис. 3.

Второй случай реализуется при горении аэровзвеси с параметрами:  $\rho_{20} = 5 \text{ кг/м}^3$ ,  $d_0 = 0,1 \text{ мм}$ ,  $l_0 = 2 \text{ м}$ ,  $x_0 = 0,33l_0$ . Горение происходит более интенсивно, скорости газа, реализующиеся при этом, выше, поэтому фронт конвективного горения распространяется быстрее, скорость фронта становится сравнимой со скоростью звука (максимальное значение  $v_w = 260 \text{ м/с}$ ).

На рис. 5. представлены распределения давления по диагонали в различные моменты времени (1-6 -  $\tau = 0,025, 0,041, 0,077, 0,11, 0,118$  и  $0,133$ ;  $t_0 = 0,077 \text{ с}$ ). Видно, что возмущения незначительно обгоняют

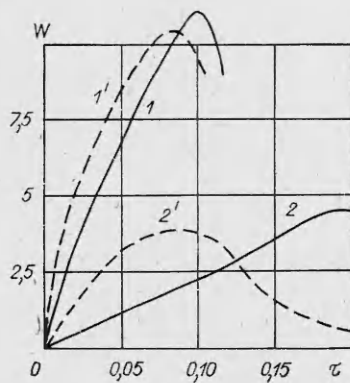


Рис. 4.

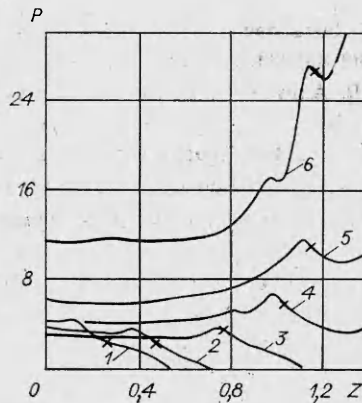


Рис. 5.



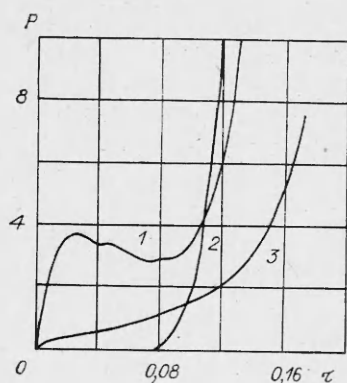


Рис. 6.

На рис. 6, 1, 2 приведены зависимости давления от времени в точках  $(0, 0)$  и  $(l_0, l_0)$ . Вначале давление в точке  $(0, 0)$  быстро повышается. Начиная с некоторого момента времени из-за равенства газовыделения и оттока давление в данном месте области практически не меняется. Далее давление изменяется, когда к данной точке приходит отраженная ударная волна. В случае одномерного течения, которое реализуется при прямоугольной зоне инициирования, участок медленного изменения давления выражен слабо. В точке  $(l_0, l_0)$  давление меняется с приходом ударной волны. Таким образом, в случае, когда расстояние образования сильной УВ сравнимо с размером области, давление меняется быстро и фронтально. Напротив, когда расстояние образования сильной УВ много больше размера области, давление практически однородно и возрастает медленнее. На рис. 6, 3 представлена соответствующая зависимость в точке  $(0, 0)$ .

фронт горения, происходит образование УВ внутри области, стенки которой в результате взаимодействия с УВ претерпевают значительные нагрузки (см. рис. 5, 6). На рис. 4, 1 представлены соответствующие зависимости  $W(\tau)$ . В этом случае процесс развивается более интенсивно. Влияние замкнутости области сказывается только в тот момент, когда фронт приближается к ее границе. После отражения образовавшейся УВ от стенок возникает возвратное течение, усиливающееся за счет неоднородностей в распределении плотности твердой фазы внутри зоны горения. Возвратное течение приводит к торможению фронта горения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Махвиладзе, О. И. Мелихов. Хим. физика, 1983, 2, 7.
2. Н. А. Стрельчук, А. В. Мишуев, А. Г. Никитин и др. ФГВ, 1984, 20, 1.
3. П. Б. Вайнштейн, Ю. А. Моргунов, Р. И. Нигматулин. ПМТФ, 1985, 6.
4. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин, В. В. Попов и др. Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, 1.
5. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин, В. В. Попов. ФГВ, 1980, 16, 5.
6. Р. И. Нигматулин. Механика гетерогенных сред. М., 1978.
7. Ю. А. Гостинцев. ФГВ, 1971, 7, 3.
8. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
9. Я. Б. Зельдович, О. Н. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
10. И. Ш. Ахатов, П. Б. Вайнштейн. Вестник МГУ. Сер. I. Математика и механика, 1981, 1.
11. Ф. А. Вильямс. Теория горения. М.: Мир, 1971.
12. П. Д. Роуч. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
13. П. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин. Докл. АН СССР, 1980, 249, 17.
14. П. Б. Вайнштейн, Ю. А. Моргунов.— В кн.: Нестационарные течения многофазных систем с физико-химическими превращениями. М.: Изд-во МГУ, 1983.

Поступила в редакцию 15/1 1986,  
после доработки — 20/V 1986