

## ВОЛНА ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В ДВУХСКОРОСТНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ МАГНИЯ

Ю. А. Гостеев, А. В. Фёдоров

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Развита теория стационарной волны воспламенения в неравновесной по скоростям фаз многокомпонентной смеси газа и частиц магния. Определены в том числе условия, при которых воздействие ударной волны на облако частиц приводит к их воспламенению либо к «регулярному» нагреву. Выявлены качественно различные типы поведения температур дисперсной и газовой фаз за фронтом лидирующей ударной волны. Продемонстрирована существенная роль межфазного трения на ранних стадиях развития теплового взрыва. Проведена верификация модели на основе данных эксперимента по зависимости периода индукции окислительной реакции в облаке частиц от числа Маха ударной волны. Показано согласование расчетных данных, полученных в рамках равновесной и неравновесной по скоростям фаз моделей при малых размерах частиц.

В [1–5] была исследована задача о воспламенении облака частиц магния под воздействием ударной волны в приближении механики гетерогенных сред, и там же дана подробная библиография по этому вопросу. В [3, 4] были сформулированы математические условия взрывного протекания процесса разогрева дисперсной фазы за фронтом ударной волны для случаев адиабатического и неадиабатического течений односкоростной смеси. Показана возможность инициирования и существования в смеси волны воспламенения в виде устойчиво распространяющейся стационарной структуры (головная замороженная ударная волна с последующей зоной воспламенения). Ниже дано решение этой проблемы в рамках механики гетерогенных сред с различными скоростями фаз.

### ФОРМУЛИРОВКА СТАЦИОНАРНОЙ ЗАДАЧИ

Изучается воздействие ударной волны (УВ) на облако частиц магния в газе в случае, когда скорости фаз различаются между собой (частицы достаточно большого размера). В смеси присутствуют следующие компоненты: газовая фаза — окислитель, инертный газ и газообразные продукты окисления металла; дисперсная фаза — металл, вступающий с окислителем в химическую реакцию, и конденсированный продукт этой реакции в виде оксидной пленки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-01-00587) и INTAS OPEN (грант 97-2027).

В области за фронтом УВ одномерное стационарное течение газозвеси, дисперсная фаза которой может воспламениться, описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\begin{aligned} \rho_1 U_1 + \rho_2 U_2 &= C_1, & \frac{d}{d\zeta} \rho_2 U_2 &= -\psi_1, \\ \rho_1 U_1^2 + \rho_2 U_2^2 + P &= C_2, & \rho_2 U_2 \frac{dU_2}{d\zeta} &= \psi_2, \\ \rho_1 U_1 E_1 + \rho_2 U_2 E_2 + U_1 P &= C_3, \\ \rho_2 U_2 \frac{dT_2}{d\zeta} &= \psi_3, \\ P &= \frac{T_1 \rho_1}{\xi_{11,0}}, & E_i &= e_i + \frac{U_i^2}{2}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$e_i = \bar{c}_{v,i}(T_i - T_0) + \bar{e}_i^0.$$

Здесь два первых уравнения — законы сохранения массы смеси и дисперсной фазы соответственно, два следующих — законы сохранения импульса смеси и частиц, затем приведены законы сохранения полной энергии смеси и изменения внутренней энергии частиц и, наконец, калорическое и термические уравнения состояния смеси и фаз. При выводе (1) из общей математической модели [3] было сделано предположение о малости расхода окислителя в процессе воспламенения, т. е. считалось, что массовая концентрация окислителя сохраняет свое начальное значение.

Здесь и ниже используются следующие обозначения. Безразмерные величины (часть из них обозначена чертой над символом):  $\rho_i$ ,  $\rho_i^0 = m_i \rho_i$ ,  $U_i$ ,  $T_i$ ,  $E_i$ ,  $e_i$ ,  $m_i$  и  $\bar{c}_{v,i}$  — соответственно средние плотность, истинная плотность, скорость относительно фронта УВ, температура, полная энергия, внутренняя энергия, объемная концентрация и теплоемкость при постоянном объеме  $i$ -й фазы ( $i = 1, 2$ );  $\rho = \rho_1 + \rho_2$  и  $P$  — плотность и давление смеси;  $\xi_{1j} = \rho_{1j}/\rho_1$  — массовая доля  $j$ -го компонента газовой фазы ( $j = 1, 2, 3$ );  $x$ ,  $t$  — пространственная и временная координаты;  $D$  — скорость ударной волны;  $\zeta = x - Dt$  — автомодельная координата;  $C_1$ ,  $C_2$  и  $C_3$  — соответственно потоки массы, импульса и полной энергии покоящейся смеси через фронт проходящей УВ,  $C_{12}$  — аналогичный поток массы дисперсной фазы без учета выгорания материала частиц;  $\bar{\alpha}_q = 1 - \alpha_q$  и  $\beta$  — параметры, задающие распределение тепла, выделяемого в частицах соответственно за счет химической реакции и работы силы трения. Размерные величины:  $r$  — радиус металлического ядра частицы;  $h$  — толщина оксидной пленки;  $c_{p,i}$  — теплоемкость  $i$ -й фазы при постоянном давлении;  $\mathcal{R}_\mu$  — универсальная газовая постоянная;  $\mu_{ij}$  — молекулярные массы компонентов смеси;  $K_0$ ,  $q_*$  и  $E_A$  — соответственно предэкспонент, тепловыделение и энергия активации реакции окисления;  $T_m$  — максимальная адиабатическая температура частицы;  $\nu'_{ij}$  и  $\nu_{ij} = \nu'_{ij} \mu_{ij}$  — стехиометрические и приведенные стехиометрические коэффициенты  $ij$ -го компонента в окислительной реакции, для которых справедливо стехиометрическое уравнение  $\nu_{11} + \nu_{22} = \nu_{13} + \nu_{23}$ ;  $\lambda_1$  и  $\mu_1$  — теплопроводность и вязкость газовой фазы;  $x_M$ ,  $t_M$ ,  $u_M$ ,  $T_M$  и  $c_M$  — соответственно характерные длина, время, скорость, температура и теплоемкость. Индексы обозначают: 0 — начальное состояние среды; к — конечное состояние среды;  $(d)$  — размерную величину;  $i$  — параметры  $i$ -й фазы смеси ( $i = 1$  для газовой,  $i = 2$  для дисперсной фазы);  $ij$  — параметры  $ij$ -го компонента смеси (11 — окислитель, 12 — инертный газ, 13 — продукты окисления металла частиц, 22 — металл, 23 — оксид металла);  $M$  — масштабную величину.

Приведение к безразмерному виду осуществлялось по начальному состоянию смеси перед фронтом УВ. Для масштабов плотности,

давления и температуры выбраны  $\rho_M = \rho_0^{(d)}$ ,  $P_M = P_0^{(d)}$ ,  $T_M = T_0^{(d)}$ . Введены характерные скорость  $u_M = \sqrt{P_M/\rho_M}$ , энергия  $e_M = u_M^2$ , время  $t_M$ , длина  $x_M = u_M t_M$ , теплоемкость  $c_M = e_M/T_M$ .

Для правых частей дифференциальных уравнений имеем выражения

$$\psi_1 = \delta_1 \rho_2 (T_m - T_2) \exp(-E_a/T_2),$$

$$\psi_2 = \delta_2 c_D (\text{Re}_{12}) \rho_1 |U_1 - U_2| (U_1 - U_2),$$

$$\psi_3 = \delta_3 \rho_2 (T_m - T_2) \exp(-E_a/T_2) -$$

$$- \delta_4 \text{Nu}_{12} (\text{Re}_{12}) (T_2 - T_1) +$$

$$+ \delta_5 c_D (\text{Re}_{12}) \rho_1 |U_1 - U_2| (U_1 - U_2)^2 \equiv$$

$$\equiv \psi_{ch} - \psi_{conv} + \psi_{frict},$$

где  $\delta_1, \dots, \delta_5$  — положительные константы,

$$\delta_1 = 3 \left( \frac{\bar{\nu}_2}{\nu_{22}} \right) \frac{K_0 T_M (x_M/u_M) \xi_{11} \xi_{12}}{r(1 - a_\nu)},$$

$$\delta_2 = \frac{3}{8} \frac{m_2}{m_1} \frac{x_M}{r},$$

$$\delta_3 = (1 - \alpha_q) \frac{q}{c_{p,2}} \frac{K_0 (x_M/u_M) \xi_{11} \xi_{12}}{r(1 - a_\nu)},$$

$$\delta_4 = \frac{3}{2} m_2 \frac{\lambda_1 (x_M/u_M)}{\rho_M c_{p,2} r^2},$$

$$\delta_5 = \frac{3}{8} \beta \frac{m_2}{m_1} \frac{x_M}{r} \frac{u_M^2}{c_{p,2} T_M}.$$

Здесь  $E_a = E_A/\mathcal{R}_\mu T_M$ ,  $q = q_*/\nu_{22}$ ,  $\bar{\nu}_2 = \nu_{22} - \nu_{23}$ ,  $a_\nu = 1 - \nu_{23} \rho_{22}^0 / \bar{\nu}_2 \rho_{23}^0$ . Источниковые члены  $\psi_i$  имеют следующий смысл. Величина  $\psi_1$  определяет переход (исчезновение) металла при окислении и пропорциональна скорости нарастания на частице оксидной пленки  $U_2 dh/d\zeta$ ;  $\psi_2$  — безразмерная сила межфазного трения; источниковый член  $\psi_3$  в уравнении для изменения температуры частиц в отличие от односкоростной модели [3] включает также работу силы межфазного трения (последнее слабое  $\psi_{frict}$  в  $\psi_3$ ). Зависимости коэффициента

сопротивления частицы ( $c_D$ ) и числа Нуссельта теплообмена частицы с газом ( $Nu_{12}$ ) от числа Рейнольдса  $Re_{12} = \rho_1^0 |U_1 - U_2| d / \mu_1$  приняты в виде [6] при  $m_2 \leq 0,08$ :

$$c_D = \frac{24}{Re_{12}} + \frac{4,4}{Re_{12}^{0,5}} + 0,42,$$

$$Nu_{12} = \begin{cases} 2 + 0,106 Re_{12} Pr^{0,33}, & Re_{12} \leq 200, \\ 2,274 + 0,6 Re_{12}^{0,67} Pr^{0,33}, & Re_{12} > 200, \end{cases}$$

где число Прандтля  $Pr = c_{p,1} \mu_1 / \lambda_1$ . Система уравнений (1) подлежит решению при следующих краевых условиях:

$$\begin{aligned} -\infty < \zeta < 0: \quad \vec{\Phi} = \vec{\Phi}_0, \quad \zeta = 0 + 0: \quad \vec{\Phi} = \vec{\tilde{\Phi}}, \\ \zeta \rightarrow \infty: \quad \frac{d\vec{\Phi}}{d\zeta} \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{\Phi} = (\rho_1, \rho_2, U_1, U_2, P, T_1, T_2)$  — вектор решения,  $\vec{\Phi}_0$  отвечает начальному состоянию смеси,  $\vec{\tilde{\Phi}}$  — состоянию смеси за фронтом УВ, последнее условие состоит в достижении смесью конечного равновесного состояния на  $+\infty$ . Тем самым задача о нахождении структуры течения и воспламенении смеси за фронтом УВ свелась к решению краевой задачи (1), (2) в области  $(-\infty, +\infty)$ .

Чтобы упростить анализ состояний равновесия, полезно принять одно часто используемое допущение о том, что в процессе воспламенения можно пренебречь и выгоранием металла. Аналогичное допущение справедливо при некоторых условиях для теплового взрыва в покоящейся среде. В таком асимптотическом приближении второе уравнение системы (1) интегрируется.

### КОНЕЧНЫЕ РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ И ТИПЫ ТЕЧЕНИЯ СМЕСИ

Для анализа состояний равновесия  $\vec{\Phi}_k$  преобразуем систему (1) к эквивалентной форме, но уже для двух неизвестных функций — скоростей фаз  $U_1(\zeta)$  и  $U_2(\zeta)$ :

$$\frac{dU_1}{d\zeta} = \frac{\psi_3 - (\partial T_2 / \partial U_2) \psi_2}{C_{12} (\partial T_2 / \partial U_1)}, \quad \frac{dU_2}{d\zeta} = \frac{\psi_2}{C_{12}}. \quad (3)$$

Здесь все остальные параметры смеси выражены через  $U_1, U_2$ . В частности,  $T_2 = T_2(U_1, U_2)$  и

можно определить выражения для следующих производных:

$$C_{12} \frac{\partial T_2}{\partial U_1} = \frac{\rho_1(U_1)}{\bar{c}_{v,2}(\gamma_1 - 1)} (U_1^2 - a_1^2(U_1, U_2)),$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial U_2} = \left( \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} U_1 - U_2 \right) / \bar{c}_{v,2},$$

где  $a_1 = \sqrt{\gamma_1 P / \rho_1}$  — скорость звука в газовой фазе, которая играет роль замороженной скорости звука смеси,  $\gamma_1 = c_{p,1} / c_{v,1}$ .

Из (3), прежде всего, следует, что в конечном состоянии  $U_{1,k} = U_{2,k} = U_k$ . Тогда для конечных температур фаз имеем  $T_{1,k} = T_{1,k}(U_k)$  и  $T_{2,k} = T_{2,k}(U_k)$ , и тем самым получаем выражения, близкие к зависимостям  $T_{i,k}(U_k)$ , определяемым в рамках односкоростного приближения [3]. Проводя соответствующий анализ, нетрудно вывести уравнение, позволяющее найти многообразие катастроф/воспламенений для системы (3):

$$\begin{aligned} (T_m - T_{2,k}(U_k)) \exp(-E_a / T_{2,k}(U_k)) = \\ = \alpha U_k (T_{2,k}(U_k) - T_{1,k}(U_k)), \end{aligned} \quad (4)$$

где параметр  $\alpha$  определяется выражением  $\alpha = Nu_{12,k} \delta_4 / C_{12} \delta_3 \sim m_2 / K_0 r C_{12}$  и имеет смысл отношения времени химической релаксации к времени тепловой релаксации. Число Нуссельта в конечном состоянии  $Nu_{12,k} = 2$ . Заметим, что уравнение (4) отличается от аналогичного соотношения в [3], кроме некоторого изменения зависимостей  $T_{i,k}(U_k)$ , присутствием в правой части дополнительного множителя, равного  $U_k$ . Если теперь ввести скорость  $U_m$  как корень уравнения  $T_{2,k}(U_k) = T_m$ ,  $U_e$  — как меньший из корней уравнения  $T_{1,k}(U_k) = T_{2,k}(U_k)$  (второй корень равен  $U_0$  — скорости смеси в начальном состоянии), то аналогично [3] можно установить, что конечная скорость смеси  $U_k$  удовлетворяет оценке  $U_m < U_k < U_e < U_0$ , а бифуркационная диаграмма качественно соответствует рис. 1. Здесь  $\alpha_{\pm} = \alpha_{\pm}(C_{11}, C_{12}, C_2, C_3, E_a, T_m)$  суть определяемые функции начального состояния газовзвеси и кинетических параметров реакции окисления. Они находятся следующим образом. Из (4) получаем выражение для параметра  $\alpha$  в функции конечной скорости смеси  $U_k$ :

$$\alpha(U_k) = \frac{(T_m - T_{2,k}(U_k)) \exp(-E_a / T_{2,k}(U_k))}{U_k (T_{2,k}(U_k) - T_{1,k}(U_k))}. \quad (5)$$

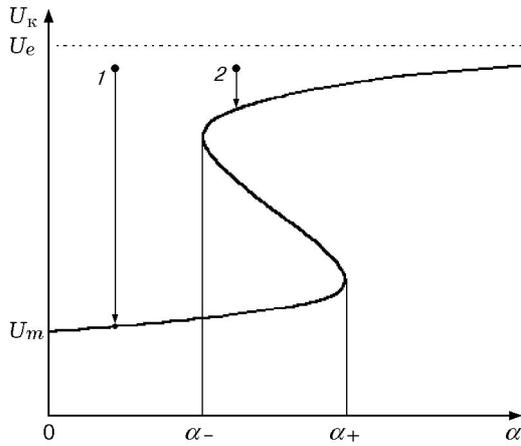


Рис. 1. Качественный вид зависимости конечной равновесной скорости смеси от параметра теплообмена:

линии со стрелками показывают возможные пути торможения смеси за УВ: 1 — режим течения с воспламенением при  $\alpha < \alpha_-$ , 2 — режим течения с «регулярным» нагревом при  $\alpha > \alpha_-$

Далее, дифференцируя обе части (4) по  $U_k$  и исключая из полученного соотношения  $\alpha$  согласно (5), находим уравнение для критических величин  $U_k = U_{k\pm}$ :

$$T'_{2,k}(U_k) \left( \frac{E_a}{T_{2,k}^2(U_k)} (T_m - T_{2,k}(U_k)) - 1 \right) \times \\ \times U_k (T_{2,k}(U_k) - T_{1,k}(U_k)) = \\ = (T_m - T_{2,k}(U_k)) \times \\ \times [U_k (T'_{2,k}(U_k) - T'_{1,k}(U_k)) + T_{2,k}(U_k) - T_{1,k}(U_k)].$$

Подстановка решений этого алгебраического уравнения (если они существуют) в (5) дает искомые зависимости  $\alpha_{\pm} = \alpha_{\pm}(C_{11}, \dots, T_m)$ . На рис. 2 приведен вид зависимостей критических величин  $\alpha_{\pm}$  от числа Маха УВ  $M_{1,0} = U_{1,0}/a_{1,0}$  (а) и от средней плотности дисперсной фазы  $\rho_{2,0}$  (б) при некотором фиксированном наборе начальных параметров смеси и кинетических констант. Видно, что при некотором  $M_{1,0}$  (или  $\rho_{2,0}$ ) обе кривые соединяются в одной точке и при больших значениях  $M_{1,0}$  (или  $\rho_{2,0}$ ) исчезают. Другими словами, у многообразия катастроф исчезает особенность типа

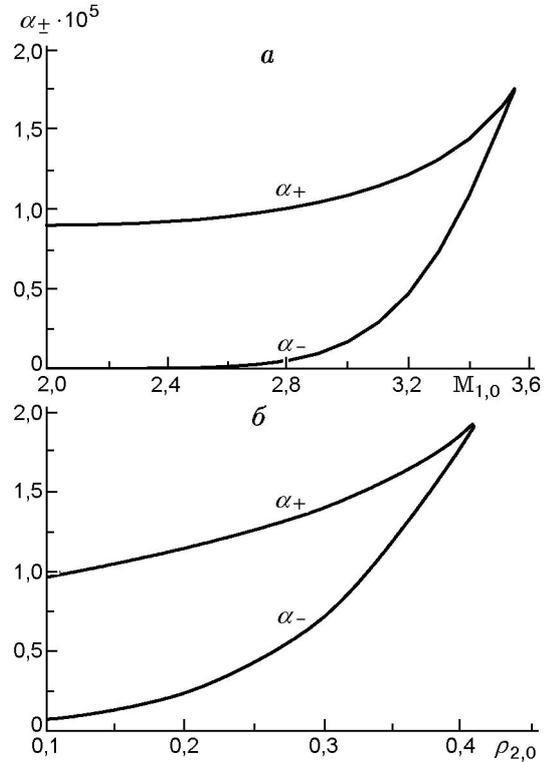


Рис. 2. Пример зависимости критических параметров теплового взрыва  $\alpha_{\pm}$  от числа Маха УВ (а) и плотности частиц (б)

сборки (см. [7]). Исчезновение пределов теплового взрыва говорит о необходимости привлекать в данной области другой критерий воспламенения, связанный, например, с достижением частицами некоторой критической температуры.

Возможные фазовые портреты системы (3) изображены на рис. 3 (промежуточные рассуждения опускаем, см. [4, 5]). Заметим, что подобные фазовые портреты были получены нами ранее в рамках односкоростной модели неадиабатической волны воспламенения [4]. Таким образом, в двухскоростной модели появляется возможность воспламенения смеси за УВ даже в случае, когда параметр теплообмена  $\alpha$  превышает критическое значение теплового взрыва  $\alpha_-$  — при  $\alpha \in (\alpha_-, \alpha_+)$ . Для этого необходимо, чтобы состояние смеси за УВ соответствовало области  $D_1$  на фазовой плоскости (см. рис. 3, б), т. е. чтобы  $(\tilde{U}_1, \tilde{U}_2) \in D_1$ .

Для описания типов течения газозвеси за ударной волной сформулируем основное

**УТВЕРЖДЕНИЕ.** (А) Пусть при движении смеси за УВ параметр  $\alpha$  не превышает  $\alpha_-$

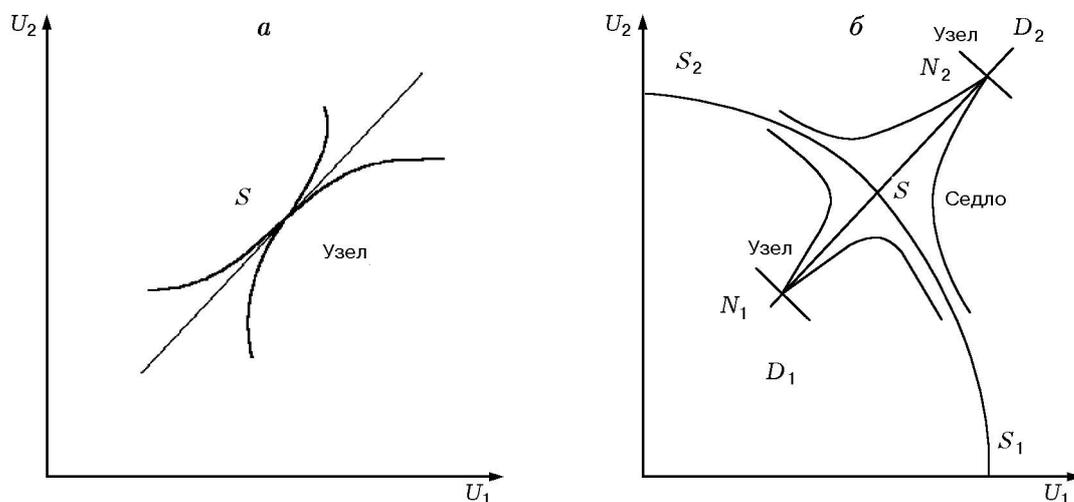


Рис. 3. Вид фазового портрета системы (3) при изменении бифуркационного параметра:  $a - \alpha \notin (\alpha_-, \alpha_+)$ ,  $b - \alpha \in (\alpha_-, \alpha_+)$

(больше, чем  $\alpha_+$ ). Тогда реализуется режим течения газозвеси с воспламенением P1 («регулярным» нагревом P2), а конечное равновесное состояние, достигаемое смесью, является устойчивым ( $S$ ) (см. рис. 3,  $a$ ).

(Б) Пусть параметр  $\alpha$  лежит в интервале  $(\alpha_-, \alpha_+)$  и состояние смеси за УВ соответствует области  $D_2$  ( $D_1$ ) (см. рис. 3,  $b$ ). Тогда осуществляется режим течения смеси P2 (P1) с конечным устойчивым состоянием  $N_2$  ( $N_1$ ).

### ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

Рассмотрим некоторые примеры, иллюстрирующие описанные выше типы течения. Расчеты проводились для смеси магниевых частиц в воздухе при следующих значениях параметров:  $r = 10 \cdot 10^{-6}$  м,  $M_{1,0} = 3,0$ ,  $p_0^{(d)} = 1 \cdot 10^5$  Па,  $\rho_0^{(d)} = 1,3$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{2,0}^{(d)} = 0,27$  кг/м<sup>3</sup>,  $\xi_{11} = 0,23$ ,  $E_A/\mathcal{R}\mu = 1,4 \cdot 10^4$  К,  $T_m^{(d)} = 1500$  К,  $\bar{\alpha}_q = 1$ ,  $\beta = 1$ . Значение параметра  $\alpha \sim K_0^{-1}$  варьировалось путем изменения предэкспонента  $K_0$  реакции окисления.

**Типы нагрева смеси за ударной волной.** Остановимся на описании поведения параметров смеси за фронтом УВ. На рис. 4 представлены распределения температур фаз. Этот вариант соответствует режиму течения газозвеси с воспламенением, причем в данном случае взрывной предел сильно превышен, так как  $\alpha = 4,69 \cdot 10^{-8} \ll \alpha_- = 1,69 \cdot 10^{-6}$ . Сразу за фронтом УВ скорость частиц существен-

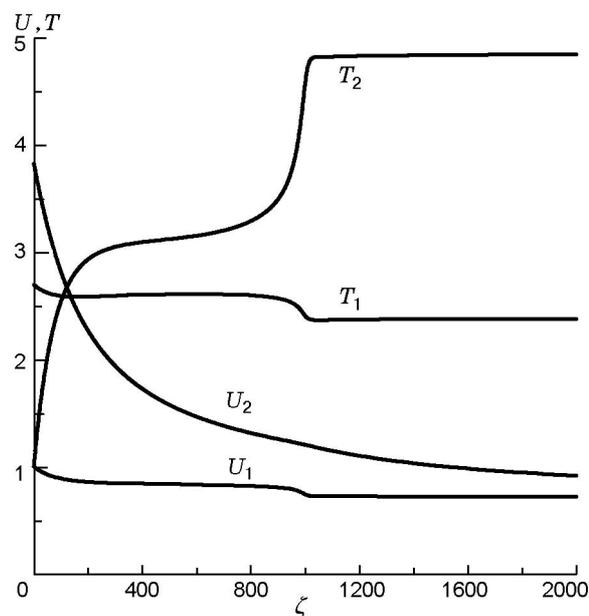


Рис. 4. Распределения параметров смеси за фронтом УВ:

режим течения с воспламенением при  $\alpha = 4,69 \cdot 10^{-8} \ll \alpha_- = 1,69 \cdot 10^{-6}$

но снижается, а их температура увеличивается за счет конвективного теплоподвода и работы силы межфазного трения. Последнее вызвано скоростной неравновесностью течения смеси в данной области. Соответствующие параметры газовой фазы ( $T_1$ ,  $U_1$ ) изменяются относительно своих значений на фронте УВ достаточно слабо. К моменту воспламенения частиц ско-

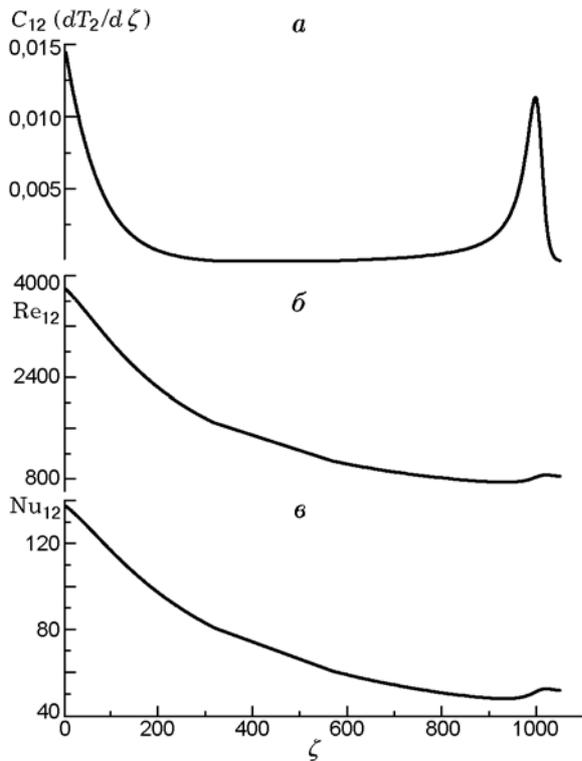


Рис. 5. Распределения в волне воспламенения градиента температуры частиц (*а*), чисел Рейнольдса (*б*) и Нуссельта (*в*):

данные соответствуют рис. 4

рости фаз не успевают выравняться, что объясняется различием характерных времен химической реакции и силы трения.

Проанализируем теперь зависимости от пространственной координаты градиента температуры частиц (рис. 5, *а*) и параметров межфазного взаимодействия — чисел Рейнольдса  $Re_{12}$  и Нуссельта  $Nu_{12}$  (рис. 5, *б, в*). Немонотонность распределения этих параметров связана с тепловым взрывом, происходящим при  $\zeta = \zeta_{ign} = 994$ . Как видно, сразу за фронтом УВ число Нуссельта достигает значения  $Nu_{12} \approx 137$  и далее в соответствии с ходом зависимости  $Re_{12}(\zeta)$  уменьшается до  $Nu_{12} \approx 48$  при  $\zeta \approx 900$ . Характерно, что участок падения градиента температуры частиц  $dT_2/d\zeta$  ограничен координатой  $\zeta \approx 416$ , т. е. значительно короче участка скоростной релаксации за фронтом УВ, что объясняется «включением» на данном расстоянии от УВ химического источника тепла  $\psi_{ch}$ . Однако вначале тепла этого источника недостаточно, чтобы существенно разогреть частицы или (вследствие сохранения полной энергии смеси) охладить газовую

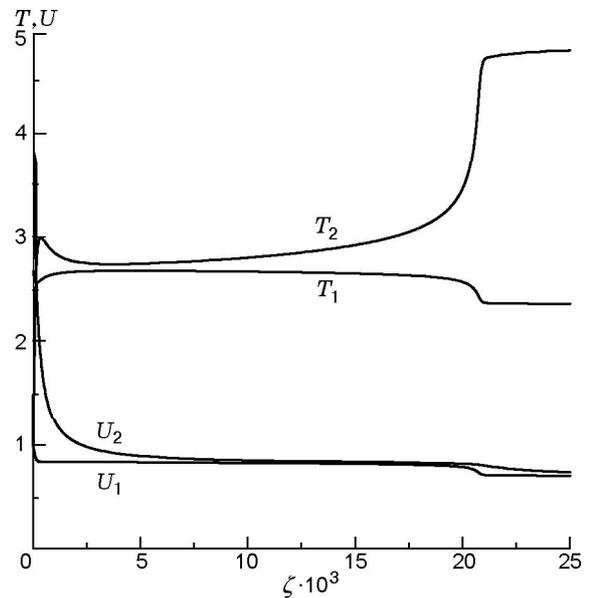


Рис. 6. Распределения параметров смеси за фронтом УВ:

режим течения с воспламенением при  $\alpha = 4,69 \cdot 10^{-7} \ll \alpha_- = 1,69 \cdot 10^{-6}$

фазу, что приводит к образованию «плато» в распределениях температур (см. рис. 4). Лишь с достижением при  $\zeta = \zeta_{ign}$  взрывного превращения на частицах происходит их значительный нагрев с одновременным незначительным охлаждением газа. Последнее приводит к некоторому дополнительному торможению газовой фазы (см. рис. 4) и, как следствие, к возрастанию скорости проскальзывания  $|U_1 - U_2|$ .

При увеличении параметра теплообмена  $\alpha$  (приближении слева к пределу воспламенения) (рис. 6) появляется характерная особенность в распределении температуры дисперсной фазы в виде локального максимума вблизи фронта УВ. Появление этого максимума связано с существенным выделением тепла за счет работы межфазной силы трения в области скоростной неравновесности вблизи фронта УВ. А именно, в данной точке достигается тепловой баланс между работой силы трения и конвективным теплоотводом в газовую фазу (так как на данном участке  $T_2 > T_1$ ). Однако тенденция к выравниванию скоростей фаз делает это равновесие неустойчивым.

Для подтверждения сказанного рассмотрим рис. 7. Здесь для данных рис. 6 приведены распределения источников члена  $\psi_3$  уравнения для температуры частиц и входящих в  $\psi_3$  в качестве слагаемых тепловых потоков за счет

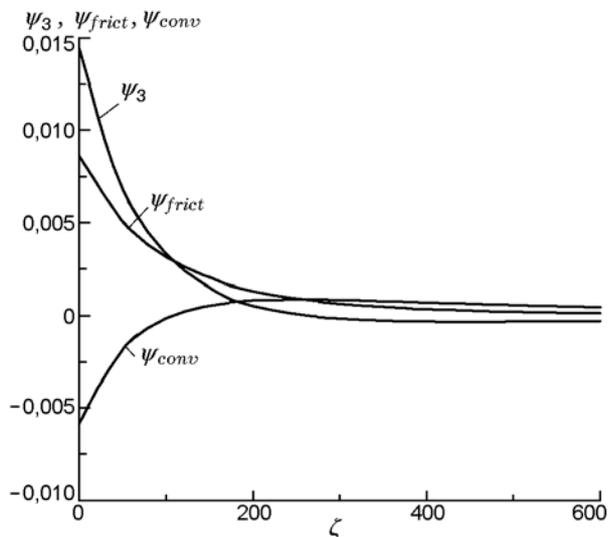


Рис. 7. Источниковые члены уравнения для температуры частиц:

данные соответствуют рис. 6

работы силы межфазного трения  $\psi_{frict}$  и конвективного теплообмена  $\psi_{conv}$ . Как видно, точка, в которой  $\psi_{conv} = \psi_{frict}$  с достаточной точностью соответствует обращению в нуль градиента температуры частиц  $dT_2/d\zeta$  (на данном участке химический источник тепла  $\psi_{ch}$  весьма мал).

При дальнейшем увеличении  $\alpha$  режим течения меняется на безвзрывной, с «регулярным» нагревом частиц (рис. 8). В распределении температуры дисперсной фазы сохраняется локальный максимум. Профили параметров смеси в данном случае более гладкие.

Таким образом, расчетами подтверждаются три типа поведения температуры частиц за фронтом УВ:

— режим течения P1 (с воспламенением) без локального максимума зависимости  $T_2(\zeta)$ ;

— режим течения P1 с локальным максимумом температуры частиц;

— режим течения P2 с локальным максимумом температуры частиц.

Кроме того, можно выделить два варианта распределений температуры газовой фазы:

— с монотонным падением за фронтом УВ (всегда при режиме течения P2, а при режиме P1 — только если температура частиц  $T_2$  монотонно возрастает);

— с возрастанием  $T_1$  в области вблизи фронта УВ и последующим уменьшением до равновесного значения (в режиме P1 с локальным максимумом зависимости  $T_2(\zeta)$ ).

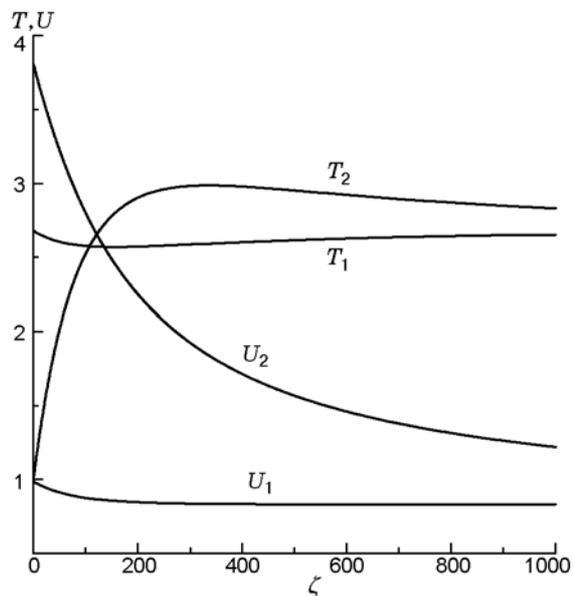


Рис. 8. Распределения параметров смеси за фронтом УВ:

режим течения с «регулярным» нагревом частиц при  $\alpha = 2,35 \cdot 10^{-5} > \alpha_- = 1,69 \cdot 10^{-8}$

**Влияние распределения тепла трения между фазами.** Рассмотрим далее влияние распределения между фазами тепла работы силы трения на процесс воспламенения смеси, т. е. роль параметра  $\beta$ . На рис. 9, а приведены распределения температур фаз в волне воспламенения при различных значениях  $\beta$ . Видно, что увеличение  $\beta$ , т. е. доли тепла, выделяемого в частицах межфазным трением, приводит, как и следует из физических соображений, к уменьшению периода индукции (см. также рис. 9, б). В то же время с ростом  $\beta$  увеличивается температура дисперсной фазы, соответствующая «плато» на предвзрывном участке. Влияние параметра  $\beta$  на эту величину в газовой фазе более слабое, тогда как на значения конечных температур фаз данный параметр вообще не влияет.

На рис. 10 представлен пример влияния вязкости газовой фазы  $\mu_1$  на процесс воспламенения дисперсной фазы. Выполнены расчеты трех вариантов течения при  $r = 1,5 \cdot 10^{-6}$  м,  $\bar{\alpha}_q = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $\mu_1 = 1,8 \cdot 10^{-5}$ ,  $3,6 \cdot 10^{-5}$ ,  $7,2 \cdot 10^{-5}$  Па · с и сохранении условия  $\alpha = \text{const} < \alpha_-$ . Из рис. 10, а следует, что увеличение вязкости  $\mu_1$  приводит, аналогично увеличению параметра  $\beta$ , к сокращению задержки воспламенения за счет возрастания потока тепла межфазного трения (см. рис. 10, б). По-

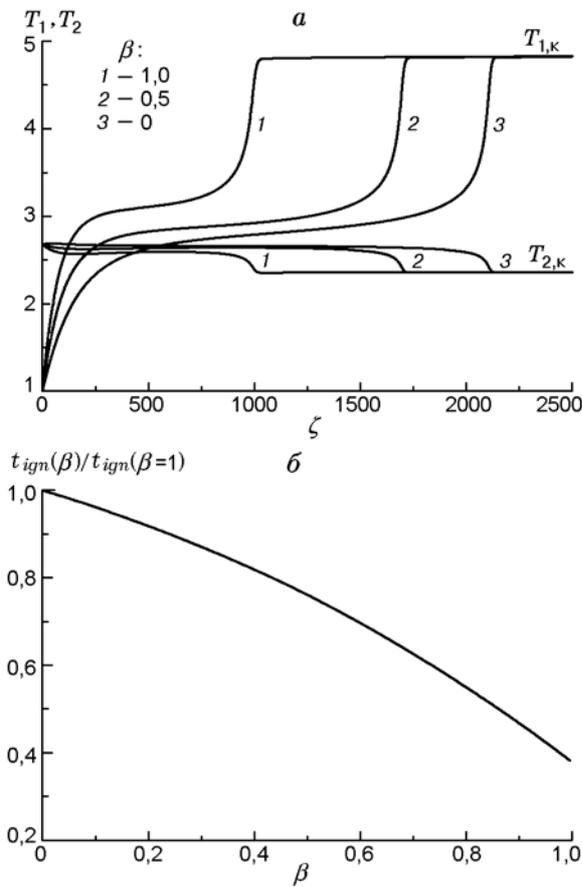


Рис. 9. Влияние параметра  $\beta$  на процесс воспламенения (а) и период индукции смеси (б)

следнее легко показать, имея в виду, что при достаточно малом размере частиц коэффициент сопротивления, входящий множителем в  $\psi_{frict}$ , принимает вид  $c_D = 24/Re_{12}$ , так что  $\psi_{frict} \sim \mu_1(U_1 - U_2)^2$ .

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ КОНСТАНТ. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Обрабатывались опытные данные по зависимости периода индукции смеси частиц магния в кислороде от числа Маха инициирующей ударной волны [8]. Основные параметры газовой смеси:  $r = 10 \cdot 10^{-6}$  м,  $M_{1,0} = 3$ ,  $p_0^{(d)} = 0,135 \cdot 10^5$  Па,  $\rho_0^{(d)} = 0,2$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_{2,0}^{(d)} = 0,04$  кг/м<sup>3</sup>,  $\xi_{11} = 1$ ,  $\bar{\alpha}_q = 1$ ,  $\beta = 1$ .

Для определения констант реакции воспламенения решалась обратная кинетическая задача с помощью решения последовательности прямых задач. Критерием точности подбора параметров являлась малость невязки по

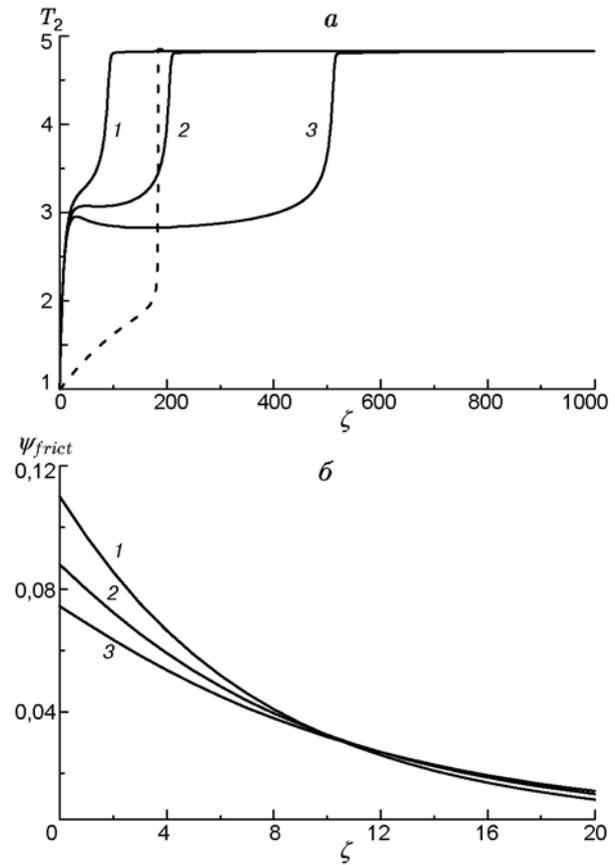


Рис. 10. Влияние вязкости газовой фазы на процесс воспламенения:

а — распределение температуры частиц при  $\mu_1 = 7,2 \cdot 10^{-5}$  (1),  $3,6 \cdot 10^{-5}$  (2),  $1,8 \cdot 10^{-5}$  Па·с (3), штриховая линия — расчет в односкоростной модели [3]; б — поток тепла межфазного трения

периоду индукции между опытными и расчетными данными. Наибольшее влияние на существование пределов теплового взрыва (см. выше) и задержку воспламенения оказывали энергия активации  $E_A$  и параметр  $T_m^{(d)}$ . Поэтому в первую очередь задавали значения этих параметров, а затем уже подбирали предэкспоненциальный множитель  $K_0$ . В результате были получены следующие значения кинетических констант:  $K_0 = 4,4$  м/(с·К),  $E_A/\mathcal{R}_\mu = 22 \cdot 10^3$  К,  $T_m^{(d)} = 2900$  К. Из сравнения теоретических и экспериментальных данных (рис. 11) видно, что результаты теории удовлетворительно согласуются с опытными значениями периода индукции.

С полученным набором кинетических констант проведена серия расчетов, позволяющая выявить влияние на время задержки воспла-

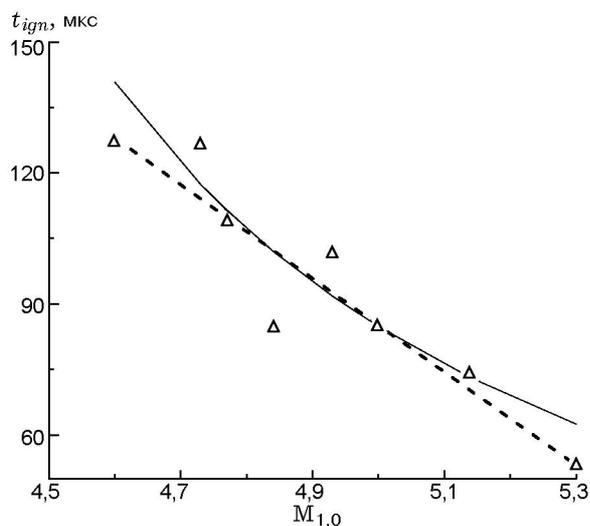


Рис. 11. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по зависимости времени задержки воспламенения взвеси частиц магния в кислороде от числа Маха УВ:

треугольники — эксперимент (см. [8]), сплошная линия — расчет авторов, штриховая линия — расчет [3]

менения числа Маха УВ и радиуса частиц (рис. 12). По наклону кривых  $t_{ign}(r)$  на рис. 12 можно сделать вывод о том, что степень влияния радиуса частицы на  $t_{ign}$  примерно одинакова для одно- и двухскоростной моделей при  $r \leq 6$  мкм, а при больших размерах частиц начинают проявляться эффекты скоростной неравновесности смеси, не учитываемые в односкоростной модели. В целом количественные различия в расчетном периоде индукции по этим моделям небольшие (отметим, что вычисления в [1] проводились с другим набором кинетических констант).

Аппроксимация полученных расчетных данных позволяет предложить формулу для времени задержки воспламенения смеси частиц магния в кислороде (при начальной плотности дисперсной фазы  $\rho_{2,0} = 0,04$  кг/м<sup>3</sup>):

$$t_{ign}(r, M_{1,0}) = a_1 r^{a_2} \exp(a_3/M_{1,0}) \text{ [мкс]},$$

где  $a_1 = 0,0187$ ,  $a_2 = 1,216$ ,  $a_3 = 29,042$ , радиус частиц меняется в пределах от 1 до 10 мкм, а число Маха УВ — от 4,6 до 5,3.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита теория стационарной волны воспламенения в двухскоростной газозвеси ча-

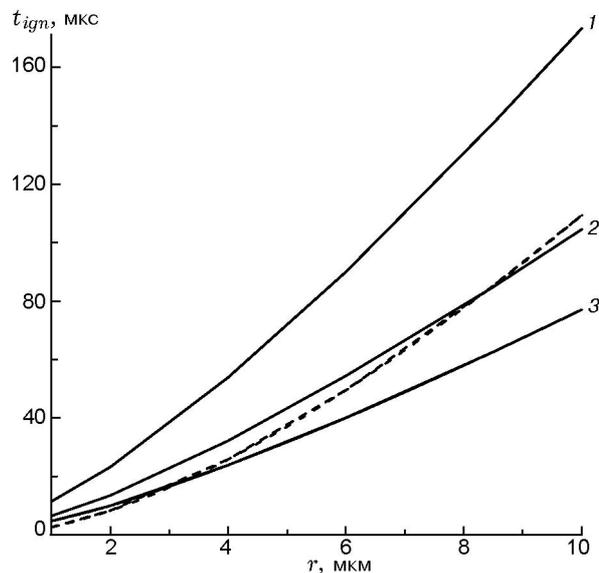


Рис. 12. Влияние радиуса частиц на период индукции магниевой газозвеси:

сплошные линии — расчет авторов при  $M_{1,0} = 4,6$  (1), 5,0 (2), 5,3 (3), штриховая линия — расчет [3] при  $M_{1,0} = 5,0$

стиц магния. Определены в том числе условия, при которых воздействие ударной волны на облако частиц приводит к их воспламенению либо к «регулярному» нагреву.

Выявлено три типа поведения температуры частиц за фронтом ударной волны (монотонное поведение с воспламенением, а также немонотонное поведение с воспламенением или «регулярным» нагревом) и два соответствующих типа распределений температуры газовой фазы (монотонные и немонотонные распределения).

Проведена верификация модели на основе данных эксперимента. Показано согласование односкоростной и двухскоростной моделей по времени задержки воспламенения при малых радиусах частиц. Сопоставлено влияние размера частиц на данную характеристику в обеих моделях. Получена формула для расчета периода индукции смеси частиц магния и кислорода, учитывающая изменение числа Маха ударной волны и радиуса частиц.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Boiko V. M., Papyrin A. N., Solouchin R. I., et al. Ignition of small particles behind shock waves // Shock Waves, Explosions and Detonations. (Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 87). New York: AIAA, 1983.

2. Kazakov Yu. V., Medvedev A. E., Fedorov A. V., Fomin V. M. Mathematical modelling of ignition in dusty gases // Arch. Combust. 1987. V. 7, N 1-2. P. 7-17.
3. Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Воспламенение облака металлических частиц в непрерывном режиме. I. Адиабатическое течение // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 5. С. 31-39.
4. Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Воспламенение облака металлических частиц в непрерывном режиме. II. Неадиабатическое течение // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 6. С. 91-96.
5. Федоров А. В. Воспламенение газозвесей в режиме взаимодействующих континуумов // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 4. С. 57-64.
6. Стернин Л. Е., Маслов Б. И., Шрайбер А. А. и др. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
7. Гостеев Ю. А., Федоров А. В. Численное исследование тепловых волн при окислении магниевой нити // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 6. С. 29-38.
8. Fox J. W., TeVelde J. A., Nicholls J. A. Shock wave ignition of metals powders // Proc. 1976 Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Davis, Calif., 1976. Stanford, Calif., 1976. P. 241-256.

*Поступила в редакцию 29/XII 1999 г.*

---