

УДК 662.612.32

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ КОМПОЗИТНЫХ РЕАГИРУЮЩИХ СМЕСЕЙ

А. В. Федоров, В. М. Фомин

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Для описания течения смеси газов, мелких частиц реагирующего металла и капель углеводородного топлива предложена распределенная математическая модель. Принимается во внимание гетерогенная химическая реакция низкотемпературного окисления металла, гомогенная реакция окисления реагирующего испаренного жидкого горючего, а также различие скоростей и температур фаз. Дано приложение данной модели к описанию проблем детонации в смеси реагирующего газа и реагирующих твердых частиц, воспламенения смеси алюминиевых частиц и капель тридекана.

### 1. Уравнения механики гетерогенных сред для описания движения К-смеси.

Рассмотрим смесь, состоящую из кислорода (индекс 11), частиц металла (22), твердого окисла (23), назовем ее К-смесь, в которой протекает химическая реакция, подчиняющаяся стехиометрическому соотношению

$$\nu_{11}^1 + \nu_{22}^1 = \nu_{23}^1.$$

Здесь  $\nu_{ij}^1 = \tilde{\nu}_{ij}^1 \mu_{ij}$ ;  $\tilde{\nu}_{ij}^1$ ,  $\mu_{ij}$  — стехиометрические коэффициенты и молекулярные массы соответствующих фаз и компонентов. В этой смеси содержатся также капли легко воспламеняющейся жидкости (индекс 32), ее горючие пары (12), газообразные продукты горения паров горючего (13), инертная фаза (14), которые сгорают в соответствии со стехиометрическим соотношением

$$\nu_{11}^2 + \nu_{22}^2 = \nu_{23}^2.$$

Уравнения неразрывности для газовой и конденсированной составляющих смеси имеют вид [1, 2]

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_1 + \partial_x \rho_1 u_1 &= -\nu_{11}^1 w^1 + w_v \equiv \bar{\nu}_{22}^1 w^1 + w_v = w_1, \\ \partial_t \rho_2 + \partial_x \rho_2 u_2 &= -(\bar{\nu}_{22}^1 w^1 + w_v) = w_2 = -w_1, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $\rho_1 = m_1(\rho_{11}^0 + \rho_{12}^0 + \rho_{13}^0 + \rho_{14}^0)$ ,  $\rho_2 = m_{22}\rho_{22}^0 + m_{23}\rho_{23}^0 + m_{32}\rho_{32}^0$  — средние и  $\rho_{ij}^0$  — истинные плотности газообразной и конденсированной фаз;  $\partial_t = \partial/\partial t$ ;  $\partial_x = \partial/\partial x$ . Уравнения кинетики и сохранения количества частиц и капель ( $n_2$  и  $n_3$ ) можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho_1 \frac{d_1 \xi_{11}}{dt} &= (1 - \xi_{11}) \bar{\nu}_{22}^1 w^1 - \nu_{11}^2 w^2 - \xi_{11} w_v, & \rho_1 \frac{d_1 \xi_{12}}{dt} &= -\xi_{12} \bar{\nu}_{22}^1 w^1 - \nu_{11}^2 w^2 + w_v (1 - \xi_{12}), \\ \rho_1 \frac{d_1 \xi_{13}}{dt} &= -\xi_{13} \bar{\nu}_{22}^1 w^1 + \nu_{13}^2 w^2 - w_v \xi_{13}, & \rho_1 \frac{d_1 \xi_{14}}{dt} &= -\xi_{14} \bar{\nu}_{22}^1 w^1 - w_v \xi_{14}, \\ \rho_2 \frac{d_2 \xi_{22}}{dt} &= (-\nu_{22}^1 + \bar{\nu}_{22}^1 \xi_{22}) w^1 + w_v \xi_{22}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01886).

$$\rho_2 \frac{d_2 \xi_{23}}{dt} = (\nu_{23}^1 + \bar{\nu}_{22}^1 \xi_{23}) w^1 + w_v \xi_{23}, \quad \rho_2 \frac{d_2 \xi_{32}}{dt} = \bar{\nu}_{22}^1 \xi_{32} w^1 + w_v (\xi_{32} - 1),$$

$$\partial_t n_j + \partial_x n_j u_2 = 0, \quad j = 2, 3.$$

Здесь  $d_i/dt = \partial_t + u_i \partial_x$  ( $i = 1, 2$ );  $\xi_{ij} = \rho_{ij}/\rho_i$ .

Уравнения движения фаз и компонентов имеют вид

$$\begin{aligned} \partial_t(\rho_1 u_1) + \partial_x(\rho_1 u_1^2 + m_1 p) &= p \partial_x m_1 + (\bar{\nu}_{22}^1 w^1 + w_v) u_2 + f, \\ \partial_t(\rho_2 u_2) + \partial_x(\rho_2 u_2^2 + m_2 p) &= p \partial_x m_2 - (\bar{\nu}_{22}^1 w^1 + w_v) u_2 - f. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь  $m_i, m_{ij}$  — объемные концентрации фаз;  $f$  — сила взаимодействия между фазами;  $p$  — давление смеси.

Уравнения энергии фаз и компонентов запишем как

$$\begin{aligned} \partial_t(\rho_1 E_1) + \partial_x(\rho_1 u_1 E_1 + m_1 p u_1) &= \\ &= -p \partial_t m_1 - (\bar{\nu}_{22}^1 w^1 + w_v) \left( -x_2 + i_1 + \frac{u_2^2}{2} \right) + y w_v + q_1 + f(\beta u_1 + \bar{\beta} u_2), \\ \partial_t(\rho_2 E_2) + \partial_x(\rho_2 u_2 E_2 + m_2 p u_2) &= \\ &= -p \partial_t (m_{22} + m_{23} + m_3) + (\bar{\nu}_{22}^1 w^1 + w_v) \left( -x_2 + i_2 - \frac{u_2^2}{2} \right) - y w_v + q_2 - f(\beta u_1 + \bar{\beta} u_2), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где  $x_i, y$  являются искомыми аккомодационными коэффициентами и определяются в соответствии с условием сохранения полной энергии К-смеси:

$$x_1 = i_1 - i_{11} - \alpha q_1, \quad x_2 = -i_2 + i_{11} + \alpha q_1, \quad y = x_1 + i_{12} - i_1 - |\lambda| L.$$

Здесь  $\alpha$  — доля тепла, выделяющегося в газе от гетерогенной химической реакции;  $\lambda$  — доля теплоты испарения каплей  $L$ , потребляемой из газовой фазы;  $i_{ij}$  — энтальпия  $ij$ -го компонента;  $q_i = q_i^*/\bar{\nu}_{22}^1$ ,  $q_i^*$  — теплота химической реакции, определенная стандартным образом;  $E_i$  — полная энергия фаз.

Замыкают систему уравнений термическое уравнение состояния и геометрическое равенство

$$p = p(\rho_1, \rho_2, T_1, \xi_{1j}, \xi_{2j}), \quad R^3 - R_0^3 = a(r_2^3 - r_{20}^3). \quad (1.5)$$

Здесь  $R = r_2 + h$ ,  $r_2$  — радиус частицы,  $h$  — толщина окисной пленки;  $a$  — некоторая константа, зависящая от стехиометрических коэффициентов.

Определим источники члены

$$w_1 = -\frac{3\rho_{22}}{r_2 \nu_{22}^1} \frac{d_2 r_2}{dt}, \quad w_v = -\frac{3\rho_{32}}{r_3} \frac{d_2 r_3}{dt},$$

где скорости изменения радиусов частиц и каплей  $d_2 r_i/dt$  будем считать известными функциями параметров состояния.

Таким образом, система уравнений (1.1)–(1.5) относительно 19 функций (средних плотностей, скоростей, температур, давления, радиусов и количества каплей и частиц, толщины окисной пленки) является замкнутой.

Приведем решения двух задач механики реагирующих гетерогенных сред, используя предложенную выше модель.

**2. Детонация в смеси реагирующих газов и реагирующих частиц.** Рассмотрим частный случай К-смеси, состоящей из реагирующих газовых компонентов и реакционноспособных мелких твердых частиц. При инициировании детонации в такой смеси возможно распространение детонационных режимов, обладающих двухфронтной структурой. Экспериментальное наблюдение подобных типов течений проведено в [3], позднее

авторы этой работы развили некоторые математические модели для описания явления двухфронтной детонации в стационарном приближении. В работе [4] впервые решена проблема описания двухфронтных режимов в подобных смесях в рамках как одномерного стационарного, так и нестационарного подхода механики реагирующих гетерогенных сред. Поскольку указанная работа опубликована небольшим тиражом и, судя по публикациям в этой области науки, не утратила своей новизны, представляется обоснованным привести некоторые ее результаты.

Система уравнений (1.1)–(1.5), описывающая течение газозвеси для случая интегральной кинетики и данного частного вида К-смеси, примет вид

$$\begin{aligned} \partial_t \rho_1 + \partial_x(\rho_1 u_1) &= J, & \partial_t \rho_2 + \partial_x(\rho_2 u_2) &= -J, & \partial_t(\rho_1 u_1) + \partial_x(\rho_1 u_1^2) + m_1 \partial_x p &= f + J u_2, \\ \partial_t(\rho_2 u_2) + \partial_x(\rho_2 u_2^2) + m_2 \partial_x p &= -f - J u_2, & \partial_t(\rho_2 e_2) + \partial_x(\rho_2 u_2 e_2) &= q - J e_2, \\ \partial_t(\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \partial_x(\rho_1 u_1 E_1 + \rho_2 u_2 E_2 + p(u_1 m_1 + u_2 m_2)) &= 0, \\ \frac{d_2(d)}{dt} &= -p^\alpha K(d - d_k), & K &= \begin{cases} 0, & T_2 < T_{2s}, \\ K_0, & T_2 > T_{2s}, \end{cases} \\ \partial_t(\rho_1 \beta) + \partial_x(\rho_1 u_1 \beta) &= -\rho_1 \beta b \exp\left(-\frac{E}{RT_1}\right), & b &= \begin{cases} 0, & T_1 < T_{1s}, \\ b_0, & T_1 > T_{1s}, \end{cases} \\ n &= \frac{6m_2}{\pi d^3}, & m_1 + m_2 &= 1, & p &= \rho_{11} RT_1, & \rho_{22} &= r = \text{const}, & \rho_i &= m_i \rho_{ii}, \\ e_1 &= c_{v1} T_1 + \beta Q_1, & e_2 &= c_2 T_2 + Q_2, & E_i &= e_i + \frac{u_i^2}{2}, & J &= -\frac{3\rho_2}{d} \frac{d_2(d)}{dt}, \\ f &= \frac{n\pi d^2}{8} C_D \rho_{11} |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), & q &= n\pi s \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_2). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Параметры с индексом 1 относятся к газу, 2 — к частицам. Величина  $\beta$  описывает долю непрореагировавшего горючего вещества, т. е. химическая реакция с энергией активации  $E$  оканчивается при  $\beta = 0$ . Как видно, выгорание газовой фазы следует кинетике типа Аррениуса. Горение же частиц описывается кинетическим уравнением, допускающим их неполное выгорание ( $d_k$  — диаметр непрогоревшей частицы). Задержка воспламенения частиц прекращается, когда их температура достигает  $T_{2s}$ , после чего начинается процесс горения, описываемый упомянутым уравнением. В газе горение начинается после того, как его температура станет равной  $T_{1s}$ . Теплоту сгорания горючего газа и частиц обозначим через  $Q_1$  и  $Q_2$  соответственно. Выбраны следующие параметры смеси:  $\gamma = 1,4$ ;  $c_2 = 716$  Дж/(кг · К);  $c_{v1} = 710$  Дж/(кг · К);  $Q_1 = 1,2 \cdot 10^6$  Дж/кг;  $b = 2 \cdot 10^2$  с<sup>-1</sup>;  $E/R = 700$  К;  $\rho_{22} = 1960$  кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_{11,0} = 1$  кг/м<sup>3</sup>;  $m_{20} = 10^{-3}$ ;  $d_k = 50$  мкм;  $T_0 = 300$  К;  $\mu = 1,7 \cdot 10^{-5}$  кг/(м · с);  $\lambda = 2,47 \cdot 10^{-2}$  кг · м/(с<sup>3</sup> · К).

Для коэффициентов силового и теплового взаимодействия использовались простейшие представления  $C_D = 24/\text{Re}$ ,  $\text{Nu} = 2$ , которые существенно сокращают время расчетов, сохраняя основные особенности течения. Здесь  $\text{Re}$ ,  $\text{Nu}$  — числа Рейнольдса и Нуссельта.

При проведении расчетов исследовалось влияние физико-химических параметров компонентов смеси на структуру детонационной волны (ДВ). Изучено, в частности, как изменяется структура волны детонации при вариациях теплоты горения частиц в некотором диапазоне. Так, на рис. 1, а представлено распределение числа Маха ДВ  $M_1 = (u_1 - D)/c_f$  вдоль оси абсцисс, полученное в стационарном приближении системы (2.1). Скорость волны в самоподдерживающемся сверхзвуковом режиме нормальной детонации составляет

$D_J = 1166,657$  м/с. Уменьшение скорости волны приводит к запираанию потока, а увеличение — к пересжатым типам детонационных волн, когда поток в конечной точке является дозвуковым по равновесной скорости звука. За точкой Чепмена — Жуге (ЧЖ), определенной по замороженной скорости звука  $c_f$ , течение может быть как дозвуковым, так и сверхзвуковым. Математически это обусловлено седловидной особенностью сингулярной точки математической модели. Для недосжатого режима в этой точке происходит смена знака воздействия на течение смеси, тепло отнимается от потока. Вследствие этого сверхзвуковое течение продолжает ускоряться, причем температура частиц по-прежнему остается ниже температуры газа. Наконец, частицы нагрелись до температуры воспламенения  $T_{1s}$ . Этот момент отмечен на рис. 1,а изломом на кривой 1. В поток начинает поступать тепло от горения частиц, которое меняет знак эффективного воздействия, что приводит к торможению смеси. Энергии, выделяемой при горении, достаточно для того, чтобы поток, оставаясь сверхзвуковым, достиг равновесного состояния. Такое течение является самоподдерживающимся, поскольку волна разрежения не может догнать плоскость ЧЖ, распространяющуюся со сверхзвуковой скоростью.

В том случае, когда течение смеси поддерживается дозвуковым поршнем, картина меняется. В сверхзвуковой области течения возникает ударная волна (УВ), причем ее положение вниз по потоку не определяется однозначно (кривые 2, 3 на рис. 1,а), если скорость волны равна  $D_J$ . При скорости волны больше  $D_J$  реализуется пересжатый режим.

Если теплота сгорания частиц превосходит некоторую критическую величину  $Q^*$ , то за первой точкой ЧЖ происходит запирание сверхзвукового потока за счет излишнего теплоподвода от горения частиц, что приводит к необходимости введения сильного разрыва за первой точкой ЧЖ. Можно также увеличить скорость ДВ по сравнению с  $D_J$  (в данном случае под  $D_J$  понимается скорость волны, отвечающая стадии горения газа). На рис. 1,б представлено распределение числа Маха ДВ при  $Q_2 = 3,2 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}^2 > Q^*$ . Кривая 1 соответствует запираанию сверхзвукового потока в случае, когда вторая УВ отсутствует; кривая 2 — второму собственному направлению в первой особой точке. При этом течение поддерживается дозвуковым поршнем, т. е. осуществляется пересжатый детонационный режим. Кривая 3 соответствует случаю течения со второй УВ в точке  $\xi = 0,124$ . Все эти случаи характеризуются тем, что горение частиц не приводит к переходу через скорость звука. Если увеличить абсциссу местоположения УВ, то в структуре волны возникает запирание потока (кривые 5 и 6). Это означает, что в промежутке между пересжатыми течениями и течениями с запираанием существует движение среды со второй точкой ЧЖ (кривая 4). Положение второй УВ является свободным параметром задачи и при  $\xi = \xi_* = 0,190184$  определяет структуру детонационной волны с двумя точками ЧЖ. Это недосжатое детонационное течение имеет сверхзвуковое конечное состояние.

Рассмотрим течение, в котором произошло малое смещение второй УВ из положения  $\xi_*$  в сторону меньших  $\xi$ . В этом случае детонационная волна становится пересжатой и, следовательно, если ее не поддерживать поршнем, будет ослабляться волной разрежения. При этом вторая УВ будет отставать от первой до тех пор, пока не займет положение  $\xi = \xi_*$ . Если сместить вторую УВ в сторону больших значений абсциссы, то в течении произойдет запирание потока, т. е. возникнут волны сжатия, которые будут усиливать УВ до тех пор, пока она не займет устойчивое положение  $\xi = \xi_*$ . Расчеты показали, что возможность подобрать такую точку существует в интервале  $Q^* < Q_2 < Q^{**}$ .

На рис. 1,в приведено распределение числа Маха ДВ для случая  $Q_2 = 5 \cdot 10^5 > Q^{**}$ . При этом в режиме нормальной детонации исчезает первая точка ЧЖ, сгорание газа приводит к пересжатому типу детонационного течения, которое поддерживается сгоранием частиц. Скорость волны в режиме детонации возрастает с ростом  $Q_2$  при  $Q_2 > Q^{**}$ , в отличие от промежуточного диапазона теплот, где скорость ДВ не зависит от теплоты горения

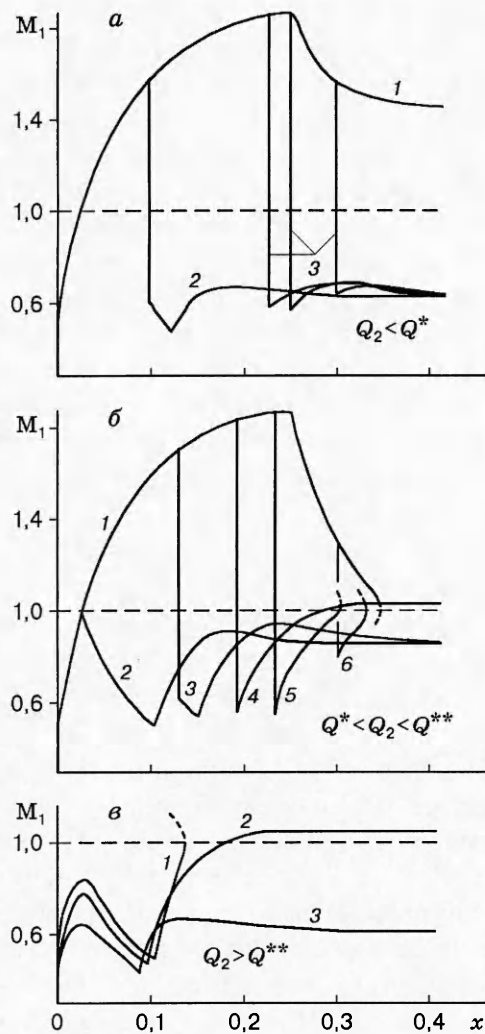


Рис. 1

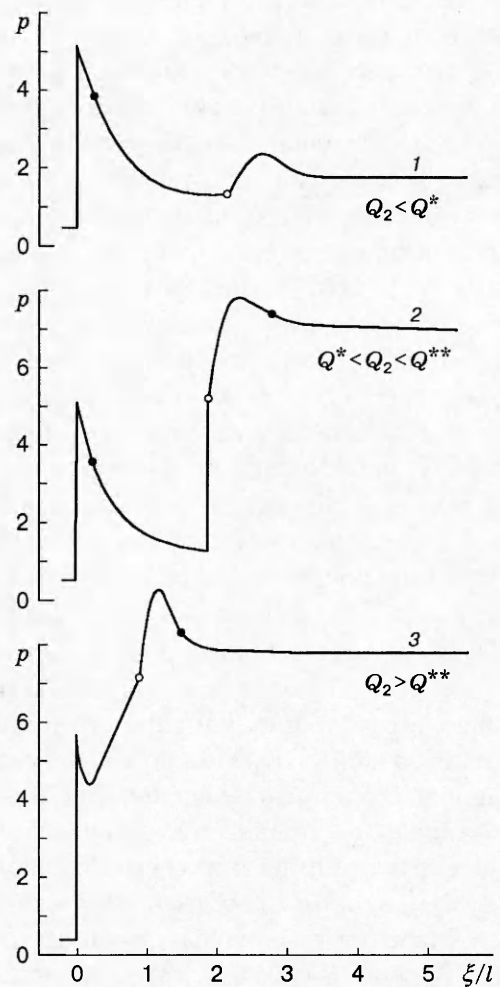


Рис. 2

частиц. Значение скорости ДВ при этом значении  $Q_2$  подбиралось стандартным образом, т. е. путем пристрелки из условия непрерывного перехода через седловую особенность системы обыкновенных дифференциальных уравнений математической модели движения смеси. В частности, найдено значение собственного числа модели  $D_{CJ} = 1241,2336$  м/с, которому на рис. 1, в соответствует кривая 2; кривая 1 описывает течение со скоростью распространения  $D < D_{CJ}$ , при которой происходит запыриание потока. Наконец, при  $D > D_{CJ}$  наблюдается распространение пересжатого режима, поддерживаемого дозвуковым поршнем (кривая 3).

На рис. 2 приведены графики распределения давления вдоль фронта ДВ. Кривая 1 соответствует первому интервалу по  $Q_2$ , когда самоподдерживающийся режим детонации обеспечивает горение газа ( $Q_2 < Q^*$ ). Кривая 2 описывает двухфронтный режим детонации ЧЖ, когда в течении присутствуют лидирующая замороженная и внутренняя УВ ( $Q^* < Q_2 < Q^{**}$ ). Этот тип течения характеризуется взаимодействием тепловыделения в обеих фазах. Кривая 3 отвечает детонационному течению с большим тепловыделением в дискретной фазе  $Q_2 > Q^{**}$ . Положение плоскости ЧЖ отмечено темной точкой, место

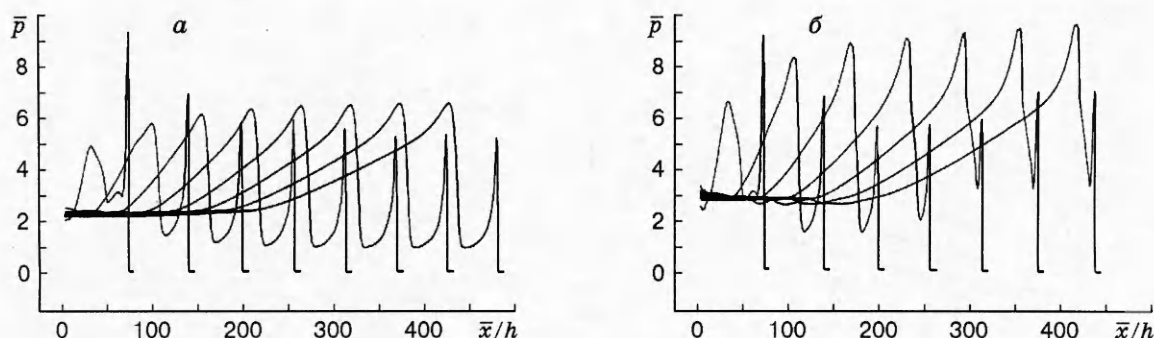


Рис. 3

воспламенения — светлой.

Параметры  $Q^*$ ,  $Q^{**}$  определяются кинетическими параметрами среды и в каждом конкретном случае находятся на основе численных расчетов. Выше описано влияние тепловыделения частиц на структуру течения. Можно изучить влияние и других параметров, таких как времена релаксации неравновесных процессов. При этом следует ожидать, что типы детонационных течений останутся прежними.

Для выявления устойчивости структур ДВ различных типов применен также расчет на установление, который может быть интерпретирован как решение задачи об иницировании. Ее математическая постановка соответствует классической проблеме о распаде произвольного разрыва в горючей газозвеси для вектора решения  $\Phi(\rho_1, \rho_2, u_1, u_2, T_1, T_2, d)$  системы нестационарных уравнений (2.1). Температура газа в камере высокого давления полагалась более высокой, чем температура воспламенения.

Результаты расчетов для случая двухфронтной детонации ( $Q_2 = 3,5 \cdot 10^5 \in (Q^*, Q^{**})$ ) приведены на рис. 3,а. Сопоставление нестационарного и стационарного (см. рис. 2, кривая 2) профилей давления  $p$  газа показывает их количественное и качественное соответствие. На рис. 3,б дан расчетный профиль давления при  $Q_2 = 5 \cdot 10^5$ , когда в смеси наблюдается однофронтной режим, аналогичный изображенному на рис. 2 (кривая 3). Подобным образом иницирован и третий тип детонационного течения. Отметим, что расчеты проведены методом крупных частиц, адаптированным для расчетов реагирующих двухскоростных двухтемпературных смесей.

**3. Тепловой взрыв в смеси капель и твердых частиц.** Рассмотрим К-смесь, состоящую из капель углеводородного топлива (тридекана, изооктана) и частиц реагирующего металла (Al), диспергированных в объеме, заполненном газовой смесью из окислителя, испаренного горючего и газообразных продуктов реакции. Математическая модель данного явления и ее верификация в частном случае воспламенения тридекана за фронтом отраженной УВ в кислороде представлены в [5]. Ниже приведены некоторые расчетные данные, касающиеся поведения параметров системы во времени.

Расчеты проводились как для малых капель радиусом 2 мкм, так и для больших с радиусом 100 мкм. Общая масса этих капель соответствовала массе крупной капли тридекана с радиусом не более 1,5 мм, которая подвергалась дроблению в проходящей УВ в экспериментах Института теоретической и прикладной механики СО РАН [6].

Результаты расчетов представлены на последующих рисунках, причем  $Y_1$  — относительная массовая концентрация микрокапель тридекана;  $C_{20}$ ,  $r_{20}$  — их начальная масса и радиус;  $T_0$ ,  $p_0$  — температура и давление за фронтом отраженной УВ в момент завершения дробления крупной капли.

На рис. 4 для  $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$ ;  $0,505 \cdot 10^5$  Па приведены расчетные зависимости темпера-

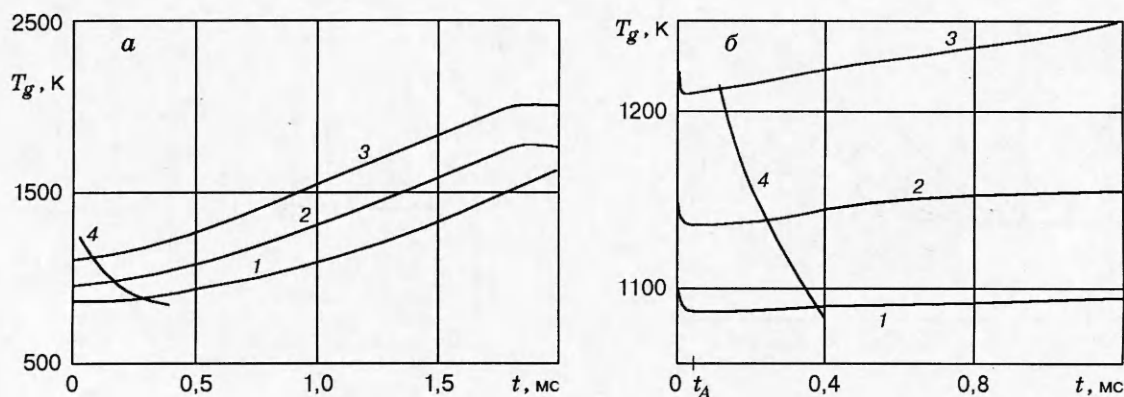


Рис. 4

туры смеси  $T_g$  при начальных значениях 900; 1000; 1150 К (кривые 1–3) и экспериментальные зависимости времени задержки воспламенения от температуры окружающей среды (кривые 4). Как видно, температура смеси в период воспламенения при малых давлениях падает. Это может быть обусловлено недостаточной скоростью тепловыделения при химической реакции. Отвечающие найденному набору констант, характеризующему кинетический закон окисления микрокапель, кривые времени задержки появления видимого пламени, т. е. времени задержки воспламенения  $t_{ign}(T_0)$ , приведены в [5, рис. 1]. Получено удовлетворительное соответствие между расчетными и экспериментальными кривыми.

Согласно расчетам с уменьшением давления характер горения становится дефлаграционноподобным. В частности, сравнение графиков температур газа на рис. 4 показывает, что, хотя в случае меньшего давления нарастание температуры значительно слабее, горение, а следовательно, и светимость имеют устойчивый характер. При  $p_0 < 0,505 \cdot 10^5$  Па результаты проведенных расчетов указывают на затухание горения, что связано с квадратичным по отношению к уменьшению давления уменьшением скорости реакции в газе. В свою очередь последнее обстоятельство связано с пропорциональной зависимостью от давления молярной концентрации окислителя.

Размеры микрокапель горючего оказывают влияние на процесс воспламенения. Так, на рис. 4, б видно, что в промежутке времени  $(0, t_A)$  имеет место резкое падение температуры газа, связанное в большей степени с теплотерями на испарение жидких частиц. Скорость уменьшения температуры газа, вызванного этим эффектом, пропорциональна суммарной площади поверхности микрокапель, поэтому при одинаковой суммарной массе облаков микрокапель горючего те из них, которые имеют меньшие средние размеры, обладают большими суммарными поверхностями испарения, что приводит к понижению температуры газа. При малых давлениях, т. е. недостаточной молярной концентрации окислителя, такое уменьшение затрудняет процесс воспламенения.

На рис. 5 приведено распределение массовой концентрации паров тридекана при  $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$  Па. Кривые 1–3 соответствуют начальным значениям температуры окружающей среды, как и на рис. 4, а. В экспериментах [6] указано, что полное время горения паров тридекана (т. е. наличие видимого пламени) в этих условиях не меньше 1,5 мс, что вполне удовлетворительно согласуется с расчетными данными по общему времени горения капель. Там же отмечалось, что при давлениях за УВ порядка 101,3 кПа процесс горения сопровождается интенсивным свечением, которое возникает в одной или нескольких областях, а затем быстро распространяется по горючей смеси. Расчетная картина изменения температуры газа при горении качественно подтверждает это обстоятельство.

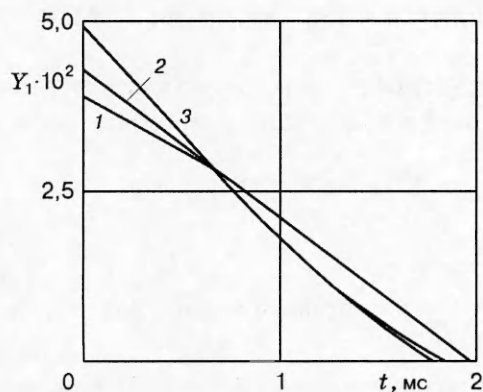


Рис. 5

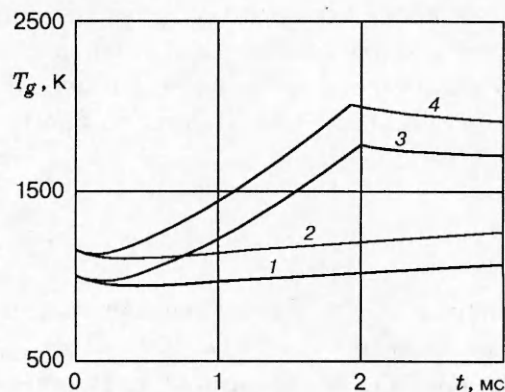


Рис. 6

Сложная картина зависимости воспламенения от размеров микрокапель характеризуется температурными зависимостями, приведенными на рис. 4, 6. На рис. 6 размер микрокапель равнялся 10 мкм (ср. 2 мкм на рис. 4). При  $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$  Па  $T_0 = 1000$  К соответствует кривая 1,  $T_0 = 1150$  К — кривая 2; при  $p_0 = 0,505 \cdot 10^5$  Па  $T_0 = 1000$  К соответствует кривая 3,  $T_0 = 1150$  К — кривая 4. Начальная масса капель одинакова для всех случаев (см. рис. 4, 6) и равна  $1,131 \cdot 10^{-5}$  кг. Анализ расчетных данных показал, что увеличение размеров микрокапель при сохранении их общей массы приводит, с одной стороны, к уменьшению времени индукции воспламенения, с другой — к увеличению полного времени горения смеси. Первый эффект связан с уменьшением теплотерь на испарение, второй — с меньшей скоростью нарастания концентрации паров испаренного горючего.

На рис. 7 приведены типичные кривые изменения температуры газа и объема капли в моменты времени, предшествующие полному ее испарению. Нижняя кривая соответствует температуре газа, верхняя — относительному объему. Здесь  $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$  Па,  $T_0 = 1000$  К,  $r_{20} = 10^{-5}$  м,  $G_{20} = 1,131 \cdot 10^{-5}$  кг. Средняя скорость испарения по расчетам  $K = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с. Данный результат близок к наблюдаемому в опытах [7].

Таким образом, в работе предложена математическая модель, описывающая течение смеси газов, жидких частиц и твердых капель с учетом гетеро- и гомогенной химических реакций, неравновесного испарения жидкой фазы и различия температур и скоростей фаз.

На ее основе в задаче о детонации в смеси реагирующих газов и частиц дана класси-

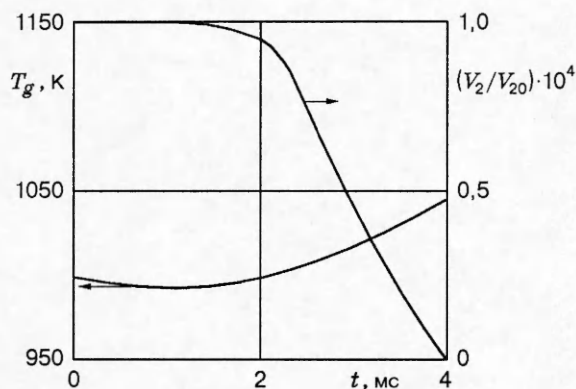


Рис. 7



фикация типов возможных детонационных течений смеси в виде одно- и двухфронтных режимов в зависимости от тепловыделения в фазах.

В задаче о воспламенении К-смеси показана адекватность математической модели экспериментальным результатам по времени горения паров тридекана и времени испарения жидкой капли.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В. Воспламенение газовзвесей в режиме взаимодействующих континуумов // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 4. С. 95–102.
2. Гостеев Ю. А., Федоров А. В., Фомин В. М. К теории движения смеси газа / твердых частиц / жидких капель с учетом воспламенения // Докл. РАН. 1998. Т. 363, № 5. С. 623–625.
3. Veysiere B., Manson N. Sur l'existence d'un second front de detonation des melanges biphasiques hydrogene-oxygene-azote particules d'aluminum // Comp. Rend. Acad. Sci. 1982. Т. 295, pt II. P. 335–338.
4. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. Детонационная динамика газовзвесей. Новосибирск, 1987 (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 23-87).
5. Федоров А. В., Фомин В. М., Волков С. И. Математическая модель воспламенения аэровзвеси жидкого горючего и твердых частиц // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 3. С. 86–94.
6. Папырин А. Н., Бойко В. М., Поплавский С. В. и др. Экспериментальное исследование процессов воспламенения и горения капель жидкого топлива в отраженных ударных волнах // Отчет ИТПМ СО АН СССР. Новосибирск, 1985. № 1579.
7. Основы практической теории горения / Под ред. В. В. Померанцева. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1983.

*Поступила в редакцию 21/VIII 1998 г.*

---