

рующий радиосигнал, отраженный от фронта УВ при прохождении его по оргстеклу и по начальному участку исследуемого образца, весьма слаб и чувствительность интерферометра недостаточна для его регистрации. Рост параметров УВ за счет протекания химических реакций приводит к увеличению амплитуды сигнала от УВ, что хорошо видно на рис. 3. Следовательно, для регистрации прохождения УВ в инертных материалах необходимо увеличивать коэффициент усиления усилителей интерферометра (что не представляет больших трудностей).

Таким образом, проведенные исследования возможности применения радиоволнового метода для изучения поведения взрывчатых составов при ударно-волновых воздействиях показали, что при соответствующем подборе коэффициента усиления усилителей интерферометра надежно определяются все критерии (параметры), характеризующие процесс взрывчатого превращения:

- скорость иницирующей УВ;
- глубина возникновения детонации;
- продолжительность преддетонационной фазы, а также характер изменения скорости УВ в процессе ее распространения по исследуемому образцу. При этом не требуется вводить какие-либо датчики в исследуемый заряд. Жесткие требования к установке излучателя относительно направления распространения фронта ударной (детонационной) волны компенсируются информативностью метода.

г. Челябинск

Поступила в редакцию 5/XII 1990

УДК 534.222.2

С. А. Ждан

СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ВАКУУМЕ С ЧАСТИЦАМИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

Сформулирована задача и исследованы особенности структуры стационарной детонации в вакууме с частицами унитарного топлива. Показано, что в детонационной структуре отсутствует замороженная по газу ударная волна, а зона детонационной волны состоит из контактного разрыва со скачком температуры газа и непрерывным давлением, релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоной горения. Рассчитаны параметры двухфазного потока в зоне реакции.

Качественный и количественный анализ структуры детонационных волн (ДВ) в газовзвесах унитарного топлива проведен в работах [1—3]. Установлено, что структура качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга (ЗНД): детонационный комплекс — замороженная ударная волна (УВ), зона релаксации, зона энерговыделения. В [4, 5] проведено качественное исследование особых и стационарных точек системы уравнений, а также серия расчетов гетерогенной детонации в газовзвеси горящих частиц.

В отличие от гетерогенных сред типа газ — частицы, в которых окислитель и горючее находятся в разных фазах и наличие в исходной смеси каждой фазы необходимо для процесса детонации, взвеси унитарного топлива обладают одним уникальным свойством, не исследованным авторами [1—3]: возможностью детонировать при отсутствии в исходной взвеси газовой фазы, т. е. в вакууме.

В данной работе исследуются особенности структуры стационарных ДВ взвесей унитарного топлива в вакууме. Установлено, что ДВ не соответствует модели ЗНД, так как в детонационном комплексе отсутствует замороженная УВ, а передний фронт ДВ — контактный разрыв. В зоне релаксации параметры двухфазного потока — однопараметрические функции температуры частиц. В плоскости воспламенения существует контактный разрыв по газу. Получено ограничение на область существования релаксационной волны сжатия рассчитаны и проанализированы профили параметров в зоне реакции стационарной ДВ.

Постановка задачи

Рассмотрим плоское одномерное стационарное движение монодисперсных частиц унитарного топлива (далее — топливо) в газе при горении частиц. Сделаем следующие допущения: 1) химическая реакция горения частиц топлива начинается при разогреве их до температуры воспламенения (T_{ign}) и протекает при этой температуре [1]; 2) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемы; 3) в исходном состоянии частицы взвешены в вакууме, т. е. начальные давление и плотность газовой фазы равны нулю ($p_0 = 0, \rho_{10}^0 = 0$).

При указанных предположениях уравнения, описывающие структуру ДВ, движущейся со скоростью \mathcal{D} , имеют следующий вид [6]: законы сохранения массы, импульса и энергии смеси

$$\begin{aligned} \rho_1 u_1 + \rho_2 u_2 &= \rho_{20} \mathcal{D} \quad (\rho_i = \alpha_i \rho_i^0), \\ \rho_1 u_1^2 + \rho_2 u_2^2 + p &= \rho_{20} \mathcal{D}^2, \quad n u_2 = n_0 \mathcal{D}, \\ \rho_1 u_1 \left(h_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) + \rho_2 u_2 \left(h_2 + \frac{u_2^2}{2} \right) &= \rho_{20} \mathcal{D} \left(h_{20} + \frac{\mathcal{D}^2}{2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

уравнения массы, импульса и энергии частиц

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_2 u_2}{dx} &= -j, \quad \rho_2 u_2 \frac{du_2}{dx} + \alpha_2 \frac{dp}{dx} = f, \quad \rho_2 u_2 \frac{de_2}{dx} = q, \\ f &= \frac{n\pi d^2}{4} \rho_1^0 c_D \frac{|u_1 - u_2| (u_1 - u_2)}{2}, \quad c_D = \frac{24}{Re} + \frac{4,4}{\sqrt{Re}} + 0,42, \\ q &= n\pi d \frac{\lambda_1}{c_1} Nu \left[c_1 (T_1 - T_2) + Pr^{1/3} \frac{(u_1 - u_2)^2}{2} \right], \quad Nu = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3}, \\ j &= n\pi d \frac{\lambda_1}{c_1} Nu \ln \left[1 + \frac{c_1 (T_1 - T_{ign})}{l_2} \right], \quad Re = \frac{\rho_1^0 d |u_1 - u_2|}{\mu_1}, \quad Pr = \frac{\mu_1 c_1}{\lambda_1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\rho_i, \rho_i^0, \alpha_i, u_i, h_i$ ($i = 1, 2$) — средняя и истинная плотность, объемная концентрация, скорость и удельная энтальпия i -й фазы; p — давление; n — число частиц в единице объема; индексом 0 внизу обозначены параметры в исходном состоянии; f, q, j — интенсивности силового, теплового и массового взаимодействия между фазами; d — диаметр частиц; μ_1, λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа. Выражение для j соответствует модели газификации [7]. Согласно допущению 1, $j = 0$ при $T_2 < T_{ign}$ и $q = 0$ при $T_2 \geq T_{ign}$.

Дополним систему (1), (2) уравнениями состояния фаз

$$\begin{aligned} p &= \rho_1^0 R T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad e_2 = h_2 - p/\rho_2^0, \\ h_1 &= c_1 T_1, \quad h_2 = c_2 T_2 + p/\rho_2^0 + q_2, \end{aligned} \quad (3)$$

где R — газовая постоянная; c_1, T_1 — удельная теплоемкость и температура продуктов реакции; e_2, c_2, T_2 — внутренняя энергия, теплоемкость и температура частиц топлива; q_2 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы частиц.

Введем следующие безразмерные функции:

$$\begin{aligned} R_i &= \rho_i/\rho_{20}, \quad U_i = u_i/\mathcal{D}, \quad H_i = h_i/q_2, \quad \Theta_i = T_i/T_{ign}, \quad C_i = c_i T_{ign}/q_2 \quad (i = 1, 2), \\ P &= p/\rho_{20} q_2, \quad J = \frac{j x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_2}}, \quad F = \frac{j x_0}{\rho_{20} q_2}, \quad Q = \frac{q x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_2} q_2}, \quad D = \mathcal{D}/\sqrt{q_2} \end{aligned}$$

и координату $\xi = x/x_0$, где x_0 — характерный размер задачи.

Утверждение 1. Передний фронт стационарной ДВ частиц топлива в вакууме представляет контактный разрыв по параметрам газа.

Доказательство. Обозначая параметры сразу за фронтом индексом f и учитывая, что в зоне скачка тепловое взаимодействие фаз не успева-ет произойти, из уравнений сохранения смеси (1) получим, что газ че-

рез фронт не течет и отсутствует скачок давления:

$$R_{1f}U_{1f} = 0, P_f = 0. \quad (4)$$

Так как температура газа $\Theta_{1f} > 0$, то из (3) и (4) находим $R_{1f} = 0$. На фронте $[P] = 0$, $[R_1U_1] = 0$, но (см. ниже) $[\Theta_1] \neq 0$, поэтому передний фронт ДВ — контактный разрыв по газу.

Следствие 1. Все параметры частиц на разрыве непрерывны,

$$U_{2f} = 1, R_{2f} = 1, \Theta_{2f} = \Theta_0.$$

Следствие 2. Замороженная ударная адиабата смеси, вводимая при анализе структуры волн в дисперсных газовзвесьях [1], имеет вырожденный вид: $P_f = 0$.

Поместив контактный разрыв в плоскость с координатой $\xi = 0$, зону стационарной ДВ разобьем на две части: первая (назовем ее зоной тепловой и скоростной релаксации) начинается за разрывом ($\Theta_2 = \Theta_0$) и заканчивается в плоскости воспламенения частиц ($\Theta_2 = 1$); вторая (зона горения) начинается за плоскостью воспламенения и заканчивается в плоскости Чепмена — Жуке.

Рассмотрим поведение решения задачи в зоне релаксации ($\Theta_0 < \Theta_2 \leq 1$). Безразмерная система (1), (2) в этой зоне примет вид

$$R_1U_1 = 0, \alpha_2U_2 = \alpha_{20}, R_2(U_2D)^2 + P = D^2, \quad (5)$$

$$H_2 + \frac{(U_2D)^2}{2} = 1 + C_2\Theta_0 + \frac{D^2}{2},$$

$$R_2U_2 = 1, D \frac{dE_2}{d\xi} = Q, D^2 \frac{dU_2}{d\xi} + \alpha_2 \frac{dP}{d\xi} = F. \quad (6)$$

Так как плотность $R_1(\xi) \neq 0$, то из первого уравнения (5) находим

$$U_1(\xi) = 0, \quad (7)$$

т. е. всюду в зоне релаксации газообразные продукты неподвижны. Из закона сохранения импульса получаем

$$P = D^2(1 - U_2). \quad (8)$$

При фиксированном D давление зависит только от массовой скорости частиц. Из закона сохранения энергии смеси находим, что скорость частиц зависит только от их температуры:

$$U_2 = \alpha_{20} + \sqrt{(1 - \alpha_{20})^2 - 2C_2(\Theta_2 - \Theta_0)/D^2}. \quad (9)$$

Вводя удельный объем частиц $V_2 = 1/R_2$, из первого уравнения (6) имеем

$$V_2 = U_2. \quad (10)$$

Таким образом, в зоне релаксации ДВ массовая скорость, объемная концентрация, удельный объем частиц топлива, а также давление газообразных продуктов есть функции только одного параметра — температуры частиц. Из двух последних уравнений (6) следует связь

$$Q + U_2DF = 0 \quad (11)$$

между интенсивностями силового и теплового взаимодействия. Соотношение (11) позволяет определять в каждой точке зоны релаксации температуру газа Θ_1 , а затем из уравнения состояния (3) истинную R_1^0 и среднюю R_1 плотности первой фазы.

Найденные однопараметрические зависимости (7) — (11) искомых функций от температуры частиц Θ_2 сводят задачу о структуре ДВ в зоне релаксации к решению одного дифференциального уравнения

$$DC_2 \frac{d\Theta_2}{d\xi} = Q(\Theta_2)$$

с начальным условием $\Theta_2(0) = \Theta_0$. Причем решение ищется до координаты $\xi = \xi_*$, где $\Theta_2(\xi_*) = 1$.

Область существования стационарной зоны релаксации

При анализе структуры ДВ частиц топлива в вакууме нельзя воспользоваться стандартным приемом введения характерной для дисперсных смесей равновесной ударной адиабаты (далее — ударная адиабата) [1]. Действительно, ударная адиабата должна характеризовать состояние среды после выравнивания релаксационных параметров фаз ($U_{1e} = U_{2e}$, $\Theta_{1e} = \Theta_{2e}$) при отсутствии горения частиц ($J = 0$). Но в данном случае всюду в зоне релаксации $U_1 \neq U_2$, поскольку из (7), (9) следует $U_1 = 0$, а $U_2 > \alpha_{20}$. Таким образом, равновесная ударная адиабата не существует для ДВ частиц топлива в вакууме, а зона детонации состоит из контактного разрыва, релаксационной волны сжатия и примыкающей к ней в плоскости воспламенения частиц ($\xi = \xi_+$) зоной горения.

Определим необходимые условия существования релаксационной волны сжатия в структуре ДВ. Проведем анализ в переменных P , V_2 . Из соотношений (8), (10) получим уравнение прямой линии

$$P = D^2(1 - V_2), \quad (12)$$

причем область изменения удельного объема частиц $V_2^* < V_2 \leq 1$, где

$$V_2^* = \alpha_{20} + \sqrt{(1 - \alpha_{20})^2 - 2C_2(1 - \Theta_0)/D^2}. \quad (13)$$

Типичные зависимости в зоне релаксации искомых функций (7) — (10) от V_2 представлены на рис. 1. Множество состояний $P(V_2^*)$, достижимых при температуре воспламенения частиц $\Theta_2 = 1$, определяется из (12), (13) исключением скорости D (линия 3 на рис. 1, а):

$$P(V_2^*) = 2C_2(1 - \Theta_0)/(1 - 2\alpha_{20} + V_2^*). \quad (14)$$

Подкоренное выражение в (13) должно быть неотрицательно, поэтому получаем ограничение снизу на скорость движения волны сжатия

$$D \geq \sqrt{2C_2(1 - \Theta_0)/(1 - \alpha_{20})} = D_{\min}. \quad (15)$$

Прямая (12) с минимальным наклоном изображена на рис. 1, а (линия 1). Обозначим скорость детонации Чепмена — Жуге через \mathcal{D}_* . Из (15) следует, что для существования стационарной самоподдерживающейся ДВ необходимо, чтобы $\mathcal{D}_* > \mathcal{D}_{\min}$. Последнее неравенство дает ограничение сверху на температуру воспламенения частиц

$$T_{ign} < T_0 + (1 - \alpha_{20})^2 \mathcal{D}_*^2 / 2c_2. \quad (16)$$

Таким образом, для унитарного топлива, температура воспламенения которого не удовлетворяет неравенству (16), стационарная ДВ в вакууме невозможна.

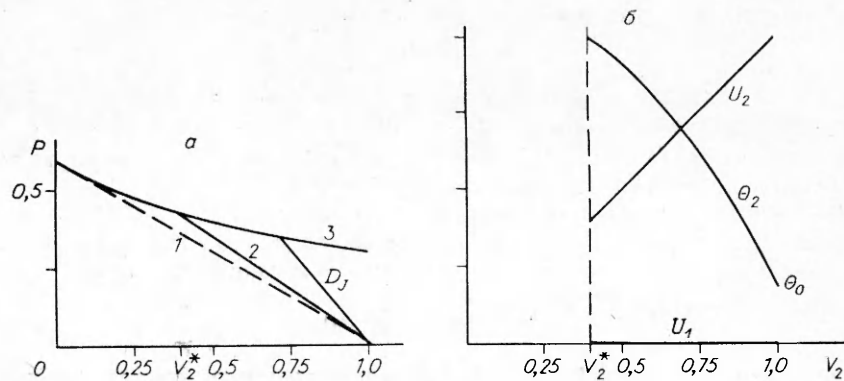


Рис. 1.

Рассмотрим поведение решения в зоне горения ($\xi \geq \xi_*$). Безразмерная система (1), (2) в этой зоне примет вид

$$\begin{aligned} R_1 U_1 + R_2 U_2 &= 1, \quad n U_2 = n_0, \\ R_1 (U_1 D)^2 + R_2 (U_2 D)^2 + P &= D^2, \\ R_1 U_1 \left(C_1 \Theta_1 + \frac{(U_1 D)^2}{2} \right) + R_2 U_2 \left(H_2 + \frac{(U_2 D)^2}{2} \right) &= 1 + C_2 \Theta_0 + \frac{D^2}{2}, \\ D \frac{dR_2 U_2}{d\xi} = -J, \quad D^2 R_2 U_2 \frac{dU_2}{d\xi} + \alpha_2 \frac{dP}{d\xi} &= \bar{E}, \quad \bar{E}_2 = E_2^*, \end{aligned} \quad (17)$$

Утверждение 2. Плоскость воспламенения стационарной ДВ частиц топлива в вакууме — контактный разрыв по параметрам газа.

Доказательство. Обозначим параметры справа от плоскости воспламенения индексом +. Предельным переходом при $\xi \rightarrow \xi_*^+$ из законов сохранения (17) элементарно показывается, что все параметры частиц топлива при переходе через плоскость воспламенения непрерывны:

$$\Theta_2^+ = \Theta_2^* = 1, \quad U_2^+ = U_2^*, \quad R_2^+ = R_2^*,$$

более того, часть параметров газовой фазы также непрерывна:

$$P^+ = P^*, \quad U_1^+ = U_1^*, \quad \alpha_1^+ = \alpha_1^*.$$

Последние равенства означают, что газ через плоскость воспламенения не течет и отсутствует скачок давления в этой плоскости. Остается показать, что $[\Theta_1] \neq 0$ и $[R_1] \neq 0$. Продифференцировав уравнение энергии смеси и заменив производные интенсивностями массового и силового взаимодействия, получим

$$\left(C_1 \Theta_1 + \frac{(U_1 D)^2}{2} - H_2 - \frac{(U_2 D)^2}{2} \right) \frac{J}{D} + F U_2 + R_1 U_1 \frac{d}{d\xi} \left(H_1 + \frac{(U_1 D)^2}{2} \right) = 0.$$

Переходя к пределу при $\xi \rightarrow \xi_*^+$ и помня, что $R_1 U_1 \rightarrow 0$, находим Θ_1 сразу за плоскостью воспламенения

$$C_1 \Theta_1^+ = 1 + C_2 \Theta_0 + D^2/2 + U_2 D (-F)/J. \quad (18)$$

Поскольку температура газа слева от плоскости воспламенения определяется независимо из соотношения (11), приходим к выводу, что $\Theta_1^* \neq \Theta_1^+$ и $R_1^* \neq R_1^+$. Утверждение доказано.

Следствие. Температура газа Θ_1^+ всегда больше температуры газа в точке полного выгорания частиц. Так как $F(\xi_*^+) < 0$, а $J(\xi_*^+) > 0$, то из (18) находим $C_1 \Theta_1^+ > 1 + C_2 \Theta_0 + D^2/2$. В точке полного выгорания частиц $R_2 = 0$ и из закона сохранения энергии вытекает $C_1 \Theta_{1e} + (U_{1e} D)^2/2 = 1 + C_2 \Theta_0 + D^2/2$. Следовательно $\Theta_1^+ > \Theta_{1e}$.

Обозначим параметры, относящиеся к плоскости полного выгорания частиц, индексом *e*. Детонационная адиабата смеси характеризует состояние за ДВ после полного выгорания частиц ($R_{2e} = 0$). Из уравнений (17) находим детонационную адиабату

$$P_e = 2(1 + C_2 \Theta_0) \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} V_e - 1 \right). \quad (19)$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей газовой фазы. Отметим, что у адиабаты (19) отсутствует дефлаграционная ветвь, т. е. во взвеси частиц топлива в вакууме в принципе не может распространяться стационарная волна горения. Скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге для рассматриваемой ДВ

$$D_{ж}^2 = 2(\gamma^2 - 1)(1 + C_2 \Theta_0), \quad (20)$$

причем она, в отличие от скорости идеальной детонации в газовзвесах [1—3], не зависит от начальной массовой концентрации частиц.

Результаты расчетов

Рассмотрим структуру волны детонации Чепмена — Жуге частиц топлива с термоданными [8]: $\rho_2^0 = 1550 \text{ кг/м}^3$, $q_2 = 1,993 \text{ МДж/кг}$, $T_{ign} = -473 \text{ К}$, $l_2 = 0,4 \text{ МДж/кг}$, $c_1 = 1675 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $c_2 = 1465 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\gamma = 1,2435$, $\mu_{10} = 1,73 \cdot 10^{-5} \text{ кг/(м} \cdot \text{с)}$, $\lambda_{10} = 3,607 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м/(с}^3 \cdot \text{К)}$. Учитывалась зависимость коэффициентов вязкости и теплопроводности от температуры: $\mu_1 = \mu_{10}(T_1/300)^{0,7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10}(T_1/300)^{0,7}$, в исходном состоянии $p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$, $T_0 = 0$. Подставляя данные q_2 , γ , T_0 в (20), находим $\mathcal{D}_* = 1476 \text{ м/с}$. При решении системы (5), (6) в зоне релаксации в качестве начального условия при $\xi = 0$ задавался скачок параметров на контактном разрыве, причем температура газа определялась из соотношения (11) в явном виде:

$$T_{1f} = T_0 + (3Pr - Pr^{1/3}) \mathcal{D}^2 / 2c_1. \quad (21)$$

В общем случае, при фиксированных термодинамических свойствах фаз, решение в зоне ДВ и ее длина — функции двух независимых параметров: начальной массовой концентрации частиц $m_{20} = \alpha_{20} \rho_2^0$ и их диаметра d_0 . Однако при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но при конечной массовой концентрации частиц m_{20} , выбирая в качестве характерного линейного размера величину $x_0 = \dot{a}_0^3 \rho_2^0 \sqrt{q_2} / (18\mu_{10})$, легко показать, что безразмерное решение задачи с точностью до членов $O(\alpha_{20})$ зависит только от одной безразмерной константы $K = m_{20} d_0 \sqrt{q_2} / (18\mu_{10})$. Поэтому один вариант расчета структуры ДВ с фиксированным параметром K дает континуум решений с различными m_{20} и d_0 , удовлетворяющими условию $m_{20} \cdot d_0 = \text{const}$.

На рис. 2 приведены графики расчета параметров в зоне идеальной детонации Чепмена — Жуге при $K = 7$ (а, б) и 70 (в). Профили давления P , массовой скорости газа U_1 и частиц U_2 , температуры частиц Θ_2 , степени их выгорания $W = (d/d_0)^3$ и числа Маха $M = u_1 / \sqrt{\gamma p / \rho_1}$ представлены на рис. 2, а, в, а профили температуры газа Θ_1 , плотности газа R_1 и частиц R_2 — на рис. 2, б. В зоне прогрева частиц ($0 < \xi < \xi_*$) наблюдается монотонное изменение параметров двухфазного потока, за

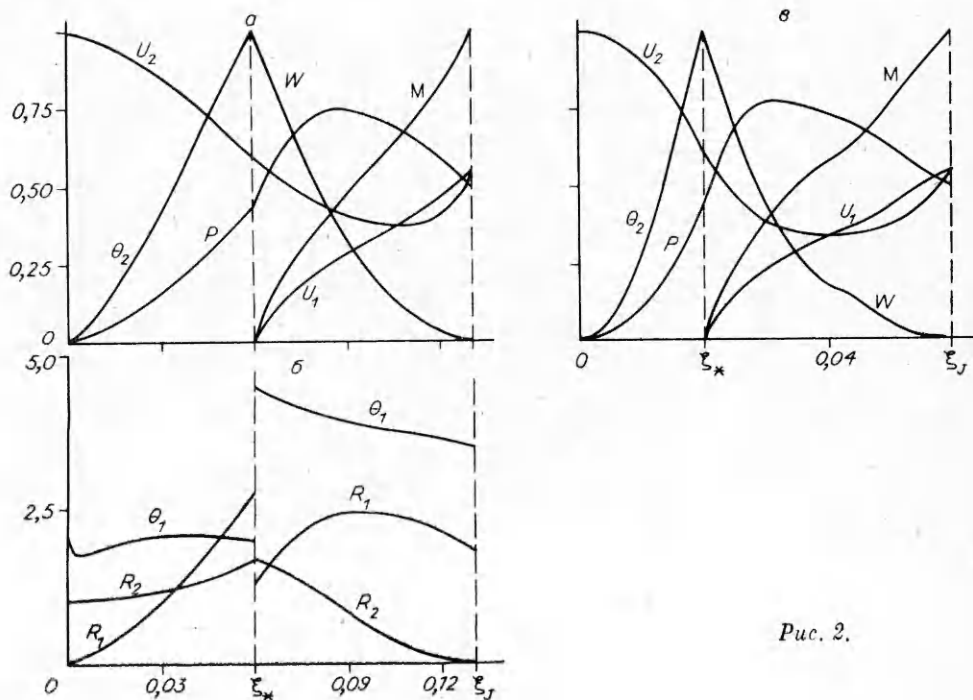


Рис. 2.

исключением Θ_1 . Причем всюду в зоне $U_1 = 0, M = 0$. При $\xi = \xi_*$ (см. рис. 2, б) скачком увеличивается температура газа и уменьшается его плотность. В зоне горения P и R_1 имеют локальный максимум, а U_1 и M монотонно растут. Необычно поведение температуры газа. Расчеты показывают (см. рис. 2, б), что максимальная температура газа наблюдается в начале зоны горения сразу за контактными разрывом, а по мере выгорания частиц топлива она монотонно убывает.

Особенность структуры ДВ частиц топлива в вакууме состоит в том, что в результате энергосвободения в зоне горения обеспечивается движение (в лабораторной системе координат) газового поршня, проницаемого для частиц, со скоростью $D_{ж}$, который формирует релаксационную волну сжатия. Длина зоны волны (см. рис. 2) сравнима с длиной зоны горения и уменьшается с ростом параметра K . Характерные размеры ДВ представляют определенный интерес для оценки масштабов установок при проведении экспериментальных исследований. Серией расчетов, в которых варьировалась величина K , получены количественные данные по структуре решения, а также размеры зон прогрева частиц и реакции. Зависимость длины зоны прогрева частиц (ξ_*) и зоны детонации (ξ_J) от параметра K ($1 < K < 100$) представлены на рис. 3. Расчетные данные могут быть аппроксимированы в виде

$$\xi_* = (3,6 + 4,8K^{1/2} + 0,07K)^{-1}, \quad \xi_J = (2,85 + 1,86K^{1/2} - 0,02K)^{-1}.$$

Таким образом, впервые решена задача о стационарной детонационной волне в вакууме с частицами унитарного топлива и показано, что в такой среде ДВ имеет полностью размазанную структуру в режиме Чепмена — Жуге.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. В., Ахатов И. Ш. // Детонация.— Черногоровка, 1977.
2. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. В., Ахатов И. Ш. // Детонация.— Черногоровка, 1980.
3. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газозвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 5.— С. 47.
4. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Структура волны гетерогенной детонации в газозвесах.— Новосибирск, 1986.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 36—86).
5. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Исследование адиабат гетерогенной двухфазной детонации // ФГВ.— 1987.— 23, № 2.
6. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
7. Гостинцев Ю. А. О воспламенении, нестационарном горении и срыве пламени с частицы унитарного топлива // ФГВ.— 1971.— 7, № 3.
8. Беляев А. Ф. О горении нитрогликоля // ЖФХ.— 1940.— 14, вып. 8.— С. 1009.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 30/XI 1990,
после доработки — 15/IV 1991

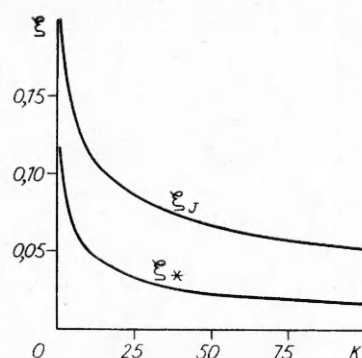


Рис. 3.