

УДК 532.529

**СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗОВЗВЕСЯХ
УНИТАРНОГО ТОПЛИВА**

АХАТОВ И. Ш., ВАЙНШТЕЙН П. Б., НИГМАТУЛИН Р. И.

В данной работе исследуется структура детонационных волн в аэровзвесах унитарного топлива (порохов, ВВ). В таких системах полное выгорание частиц возможно при большом массовом содержании топлива. Это определяет отличие рассматриваемой структуры детонации от детонации в газокапельных [1-3] и газовых [4, 5] смесях. С использованием характерных для аэровзвесей ударных адиабат [6, 7] исследуется поле интегральных кривых, описывающих структуру детонационных волн в дисперсных средах. Представлены расчетные распределения параметров, характеризующих газ и частицы в детонационном фронте. Исследуется влияние скорости горения частиц и интенсивности межфазного трения на структуру детонации. Отметим работу [8], где представлены результаты расчета структуры релаксационных ударных волн в газовзвесах твердого ракетного топлива при выгорании частиц. Анализ нестационарных задач конвективного горения и перехода горения аэровзвесей в детонацию проведен в [9, 10].

1. Постановка задачи. Основные уравнения. Рассмотрим плоское одномерное стационарное движение монодисперсной аэровзвеси при наличии химической реакции горения частиц. Для упрощения будем полагать, что химическая реакция горения частиц унитарного топлива начинается при разогреве их поверхности до температуры разложения T_* и протекает равновесно при температуре, равной T_* , так что тепло, поступающее к частице, идет на ее газификацию; далее считаем, что газ представляет собой смесь воздуха и продуктов реакции, каждая из компонент которой является калорически совершенным газом; частицы несжимаемы.

Уравнения, описывающие структуру детонационной волны, движущейся со скоростью D , в системе координат, связанной с волной, при указанных предположениях имеют вид [11]

$$(1.1) \quad \rho_{11}v_1 = \rho_{10}D, \quad \rho_{12}v_1 + \rho_2v_2 = \rho_{20}D \quad (\rho_{1k} = \rho_{1k}^\circ \alpha_k, \quad k=1, 2; \quad \rho_2 = \rho_2^\circ \alpha_2)$$

$$(1.2) \quad \rho_1v_1^2 + \rho_2v_2^2 + p = \rho_0D^2 + p_0 \quad (\rho_0 = \rho_{10} + \rho_{20}); \quad nv_2 = n_0D$$

$$(1.3) \quad \rho_{11}v_1 \left(i_{11} + \frac{v_1^2}{2} \right) + \rho_{12}v_1 \left(i_{12} + \frac{v_1^2}{2} \right) + \rho_2v_2 \left(i_2 + \frac{v_2^2}{2} \right) = \\ = \rho_{10}D \left(i_{10} + \frac{D^2}{2} \right) + \rho_{20}D \left(i_{20} + \frac{D^2}{2} \right)$$

$$(1.4) \quad \frac{d\rho_2v_2}{dx} = J, \quad \frac{d\rho_2v_2^2}{dx} + \alpha_2 \frac{dp}{dx} = f - Jv_2$$

$$(1.5) \quad \frac{d\rho_2v_2e_2}{dx} = q, \quad T_{2\sigma} < T_*; \quad \frac{d\rho_2v_2e_2}{dx} = -Je_2, \quad T_{2\sigma} \geq T_*$$

$$\rho_2^\circ c_2 \frac{\partial T_2'}{\partial t} = \lambda_2 \left(\frac{2}{\eta} \frac{\partial T_2'}{\partial \eta} + \frac{\partial^2 T_2'}{\partial \eta^2} \right), \quad T_{2\sigma} = T_2'(r_0, t)$$

$$(1.6) \quad \left. \frac{\partial T_2'}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T_2'}{\partial \eta} \right|_{\eta=r_0} = \frac{\lambda_1 \text{Nu}_1}{2\lambda_2 r_0} (T_1 - T_{20}), \quad T_2'(\eta, 0) = T_0$$

$$p_{1k} = \rho_{1k}^\circ R_{1k} T_1, \quad \rho_2^\circ = \text{const}; \quad p = p_{11} + p_{12}, \quad e_2 = i_2 - \frac{p}{\rho_2^\circ}$$

$$(1.7) \quad i_{1k} = c_{p_{1k}} (T_1 - T^\circ), \quad i_2 = c_2 (T_2 - T^\circ) + \frac{p - p^\circ}{\rho_2^\circ} + Q^\circ \quad (k=1, 2)$$

$$(1.8) \quad q = 2\pi r_0 n \lambda_{11} \text{Nu}_1 (T - T_{20}), \quad \text{Nu}_1 = 2 + 0,6 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{1/2}$$

$$(1.9) \quad f = n\pi r^2 \rho_1^\circ C_d \frac{|v_1 - v_2| (v_1 - v_2)}{2} \quad C_d = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4,4}{\text{Re}^{1/2}} + 0,42$$

$$(1.10) \quad J = J_1 = 4\pi r^2 \rho_2^\circ u_s \left(\frac{p}{p_0} \right)^\varphi n, \quad \text{Re} = \frac{2r\rho_1^\circ |v_1 - v_2|}{\mu_1}$$

$$(1.11) \quad J = J_2 = 2\pi n r \frac{\lambda_1}{c_{p_1}} \text{Nu}_1 \ln \left[1 + \frac{c_{p_1} (T_1 - T_s)}{l_s} \right]$$

Здесь индексом 0 внизу обозначены параметры перед детонационным фронтом; индексы 1, 2 относятся соответственно к газу и частицам; 11, 12 — к воздуху и продуктам реакции; ρ_i° , α_i ($i=1, 2$) — истинные плотности и объемные содержания фаз; ρ_i , v_i , T_i ($i=1, 2, 11, 12$) — приведенные плотности, скорости и температуры фаз и компонент; p — давление, Q° — теплота химической реакции при $T_2 = T^\circ$, $p = p^\circ$; n — число частиц в единице объема; e_2 , T_{20} , r , c_2 — внутренняя энергия, температура поверхности, радиус и теплоемкость материала частиц; u_s и φ — эмпирические константы, характеризующие скорость горения топлива; R_{1k} , p_{1k} , $c_{p_{1k}}$ ($k=1, 2$) — газовая постоянная, парциальное давление и теплоемкость при постоянном давлении компонент; λ_{11} , λ_2 — теплопроводности газа и частиц; Re — число Рейнольдса относительного обтекания. Уравнения: (1.1) — неразрывности компоненты воздуха и сохранения массы смеси частиц с газообразными продуктами реакции; (1.2) — сохранения импульса смеси и сохранения числа частиц; (1.3) — сохранения полной энергии смеси; (1.4) — неразрывности и импульса частиц; (1.5) — внутренней энергии частиц; (1.6) — разогрева частиц с учетом неоднородности температуры внутри частицы ($T_2'(\eta)$); (1.7) — состояния; (1.8), (1.9) — описывающие члены теплового (q) и силового (f) взаимодействия между фазами; (1.10), (1.11) — описывающие массовое взаимодействие между фазами при использовании модели нормального горения (J_1), в соответствии с которой скорость изменения радиуса частицы совпадает с линейной скоростью горения плоского образца топлива ($dr/dt = -u_s(p)$), и модели горения в режиме испарения (J_2) [12] соответственно. Использовалась также комбинированная модель [13], учитывающая переход от нормального горения к горению по режиму испарения при уменьшении размера частиц в процессе их выгорания.

Пусть в бесконечном пространстве, заполненном аэрозвесью, распространяется ударная волна. Передний фронт ударной волны представляет собой скачок в газе, на котором параметры частиц не изменяются. Сильная температурная и скоростная неравномерность за скачком приводит к образованию релаксационной зоны, в которой частицы вовлекаются в движение газом и разогреваются, а давление возрастает. Структура детонационной волны в аэрозвеси частиц топлива определяется описанным релаксационным процессом, на который накладывается химическая реакция горения частиц. Обозначим параметры, относящиеся к поверхностям

перед скачком, за скачком и при полном выгорании частиц, индексами 0, f , e соответственно. Введем следующие из законов сохранения (1.1)–(1.3) характерные для дисперсной среды ударные адиабаты.

«Замороженная» ударная адиабата определяет состояние смеси за ударным скачком в газе, при переходе через который скорости и температуры частиц не изменяются (заморожены)

$$(1.12) \quad \frac{p_f}{p_0} = \frac{(\gamma_{11}+1)(\rho_f - \rho_{20}) - (\gamma_{11}-1)\rho_{10}}{(\gamma_{11}+1)\rho_{10} - (\gamma_{11}-1)(\rho_f - \rho_{20})} \quad r_{2f}=D, \quad T_{2f}=T_0$$

Здесь γ_{11} — показатель адиабаты воздуха, ρ_f — плотность всей смеси за ударным скачком. Отметим, что так как в процессе ударного сжатия аэрозвеси скорости газа и частиц существенно различаются, то состояния, которые проходит среда в детонационной волне, изображенные на p , $1/\rho$ -диаграмме, не соответствуют точкам прямой Рэлея — Михельсона, выражаемой уравнением

$$(1.13) \quad p = p_0 + c D^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right)$$

Поэтому точка пересечения линии (1.13) с ударной адиабатой (1.12) не соответствует состоянию смеси за замороженным ударным скачком в газе. Для определения давления газа за ударной волной p_f предлагается использовать вспомогательную ударную адиабату смеси, такую, что точка пересечения ее с линией Рэлея — Михельсона (1.13) давала бы давление, равное давлению за замороженным скачком p_f . Легко показать, что уравнения такой вспомогательной адиабаты в координатах p , $1/\rho$ имеет вид

$$(1.14) \quad \frac{p_f}{p_0} = \frac{(\gamma_{11}+1)m_{i0}\rho - (\gamma_{11}-1)(\rho_0 - m_{20}\rho)}{(\gamma_{11}+1)(\rho_0 - m_{20}\rho) - (\gamma_{11}-1)m_{i0}\rho}, \quad m_{i0} = \frac{\rho_{i0}}{\rho_0} \quad (i=1, 2)$$

Здесь m_{i0} — начальная массовая концентрация i -той фазы. Тогда пересечение линии (1.13) с вспомогательной адиабатой (1.14) дает давление за замороженным скачком p_f . Плотность смеси за замороженной ударной волной ρ_f определяется по ударной адиабате (1.12) и известному давлению p_f .

Детонационная ударная адиабата характеризует состояние смеси за детонационной волной после полного выгорания частиц ($\rho_{2e}=0$)

$$(1.15) \quad \frac{p_e}{p_0} = \frac{(\Gamma_1+1)\rho_e - (\Gamma_1-1)\rho_0 + 2(\Gamma_1+1)\rho_e q}{(\Gamma_1+1)\rho_0 - (\Gamma_1-1)\rho_e}, \quad \rho_e = \rho_{11e} + \rho_{12e}$$

$$q = \frac{\rho_0 m_{20} Q}{p_0} + \frac{\Gamma_1}{\Gamma_1 - 1} \left(\alpha_{10} \frac{m_{10} R_{11} + m_{20} R_{12}}{m_{10} R_{11}} - 1 \right), \quad \Gamma_1 = \frac{m_{10} c_{p11} + m_{20} c_{p12}}{m_{10} c_{v11} + m_{20} c_{v12}}$$

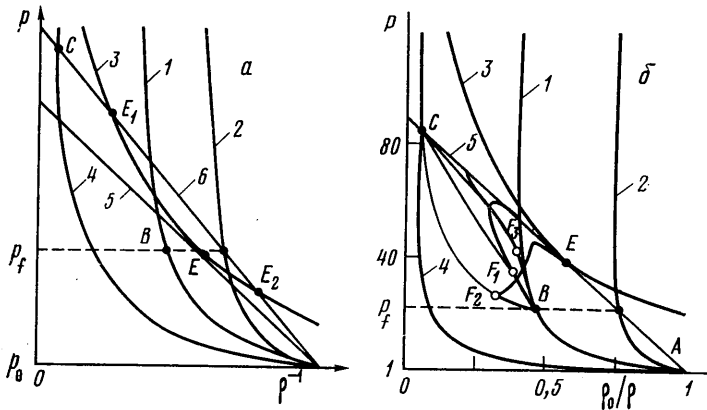
Здесь Γ_1 — эффективный показатель адиабаты смеси воздуха и продуктов реакции при полном выгорании частиц.

Для качественного исследования полезно ввести равновесную ударную адиабату, характеризующую состояние смеси за ударной релаксационной волной после выравнивания параметров фаз ($v_{1e} = v_{2e} = v_e$, $T_{1e} = T_{2e} = T_e$) при отсутствии горения частиц ($\rho_{12e} = 0$)

$$\frac{p_e}{p_0} = \frac{(\Gamma+1)\rho_e - (\Gamma-1)\rho_0 - 2\alpha_{20}\rho_e}{(\Gamma+1)\rho_0 - (\Gamma-1)\rho_e - 2\alpha_{20}\rho_e}, \quad \rho_e = \rho_{1e} + \rho_{2e}, \quad \Gamma = \frac{m_{10} c_{p11} + m_{20} c_2}{m_{10} c_{v11} + m_{20} c_2}$$

Здесь Γ — эффективный показатель адиабаты химически инертной смеси воздуха и частиц.

Эскизы перечисленных ударных адиабат представлены на фиг. 1, а, где адиабаты (1.12), (1.14), (1.15), (1.16) обозначены цифрами 1, 2, 3, 4 соответственно. Состояние среды за детонационной или релаксационной ударной волной, распространяющейся по смеси со скоростью D , определяется как точка пересечения соответствующей адиабаты ((1.15) или (1.16)) с линией (1.13). Структура релаксационной ударной волны представляет собой замороженный скачок по газу (переход из т. A в B) с последующей зоной релаксации (переход из B в C). В общем случае линии (1.13) пересекает детонационную адиабату (1.15) в двух точках: E_1 и E_2 . Структура детона-



Фиг. 1

ционной волны представляет собой скачок по газу (переход из т. A в B) с последующей зоной релаксации, включающей химическую реакцию, которая в принципе может приводить систему либо в т. E_1 (режим пересжатой детонации), либо в т. E_2 (режим недосжатой детонации). Когда линия Рэля — Михельсона (линия 5 на рис. 1, а) касается детонационной адиабаты, точки E_1 и E_2 вырождаются в одну т. E . Этот режим соответствует детонации Чепмена — Жуге. Скорость детонации в этом случае минимальна и равна

$$D_0^2 = \frac{m_{10} a_0^2}{\alpha_{10} \gamma_{11}} \left\{ \Gamma_1 + q(\Gamma_1^2 - 1) \left[1 + \sqrt{1 + \frac{2\Gamma_1}{q(\Gamma_1^2 - 1)}} \right] \right\}$$

где a_0 — скорость звука в воздухе.

Для качественного анализа структуры детонационной волны полезно использовать параметр κ , определяющий отношение характерного времени увлечения частиц газом t_v к характерному времени химической реакции t_r :

$$\kappa = \frac{t_v}{t_r}, \quad t_v = \frac{\rho_2^0 r_0^2}{0,42 \mu_1 \text{Re}_f}, \quad \text{Re}_f = \frac{2r_0 \rho_{1f} |v_{1f} - D|}{\mu_1}$$

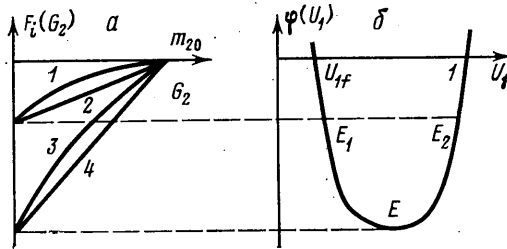
$$t_r = t_{r1} = \frac{r_0}{u_s} \left(\frac{p_0}{p_e} \right)^{\varphi}, \quad t_r = t_{r2} = \frac{2r_0^2 \rho_2^0 c_{p12}}{\lambda_{12} \sqrt{\text{Re}_f} \ln[1 + c_{p12}(T_e - T_s)/l_s]}$$

Здесь t_{r1} соответствует модели нормального горения (1.10), а t_{r2} — горению в режиме испарения (1.11).

В детонационных волнах в аэровзвесьях с моделирующим скачком по газу режим недосжатой детонации связан с необходимостью перехода скорости газа в зоне горения через скорость звука. В случае медленных скоро-

стей реакции ($\kappa \ll 1$) под действием межфазных сил трения и теплообмена формируется релаксационная ударная волна (переход из т. B в т. C на фиг. 1, a), а затем система вдоль линии Рэлея — Михельсона (линия b на рис. 1, a) переходит на пересажатую ветвь детонационной адиабаты (т. E_1) и режим недосжатой детонации не реализуется. При больших скоростях реакции ($\kappa \gg 1$) частицы выгорают, практически не вовлекаясь в движение газа, и релаксационная ударная волна не формируется. В этом предельном случае невозможность режима недосжатой детонации не очевидна.

Приведем асимптотическое исследование структуры детонационной волны. Предположим, что объемное содержание частиц пренебрежимо



Фиг. 2

мало ($\alpha_{20} \ll 1$), термодинамические свойства продуктов реакции и воздуха не отличаются ($\gamma_{11} = \gamma_{12} = \gamma$), интенсивность волны велика ($p \gg p_0$, $T_1 \gg T_s \sim 1$). Тогда из интегралов (1.1) — (1.3) следует

$$G_1(U_1^2 - 1) + G_2(U_2^2 - 1) + \frac{2\gamma}{\gamma - 1} U_1 [G_1(1 - U_1) + G_2(1 - U_2)] = 0$$

$$G_i = \frac{\rho_i v_i}{\rho_0 D}, \quad U_i = \frac{v_i}{D}$$

Для двух предельных случаев $\kappa \ll 1$ ($U_2 = U_1$) и $\kappa \gg 1$ ($U_2 = 1$) это соотношение преобразуется к виду

$$\varphi(U_1) = F_i(G_2), \quad \varphi(U_1) = (U_1 - 1)(U_1 - U_{1f}), \quad U_{1f} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}$$

$$F_1(G_2) = -2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{Q}{D^2} (m_{20} - G_2), \quad F_2(G_2) = -2 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{Q}{D^2} \frac{m_{20} - G_2}{1 - G_2}$$

Здесь U_{1f} — скорость газа за скачком, F_i ($i=1, 2$) соответствуют $\kappa \ll 1$ и $\kappa \gg 1$. Эскизы графиков функций φ , F_1 , F_2 представлены на фиг. 2, a и b (линии 2 и 4 соответствуют $F_1(G_2)$, линии 1 и 3 — $F_2(G_2)$). Скорость газа сначала падает скачком от 1 до U_{1f} , затем по мере выгорания частиц (уменьшения G_2) возрастает непрерывно до равновесного значения соответствующего в зависимости от величины K/D^2 либо пересжатой детонации (т. E_1 , кривые 1 и 2, $D^2 > 2m_{20}Q(\gamma^2 - 1)$), либо детонации Чепмена — Жуге (т. E , кривые 3 и 4, $D^2 = 2m_{20}Q(\gamma^2 - 1)$). Функции $F_i(G_2)$ ($i=1, 2$) монотонны, а $\varphi(U_i)$ имеет минимум, поэтому недосжатая детонация, связанная с непрерывным переходом через минимум (через скорость звука) при уменьшении G_2 , не реализуется в обоих предельных случаях.

2. Результаты расчетов. Рассматривалась структура волн детонации Чепмена — Жуке в аэровзвешах пороха с термодинамическими свойствами [14]

$$Q=1,93 \text{ МДж/кг}, \quad \rho_2^\circ=1550 \text{ кг/м}^3, \quad \rho_{10}^\circ=1,293 \text{ кг/м}^3, \quad c_{p11}=10^3 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К},$$

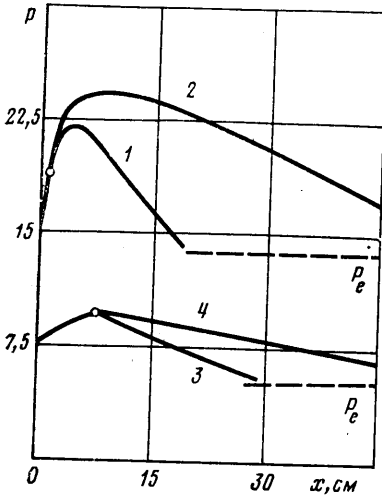
$$c_{p12}=1675 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К}, \quad c_2=1465 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К}, \quad R_{11}=287 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К},$$

$$R_{12}=328 \text{ Дж/кг}^\circ\text{К}, \quad l_s=0,4 \text{ МДж/кг}, \quad T_s=473 \text{ К},$$

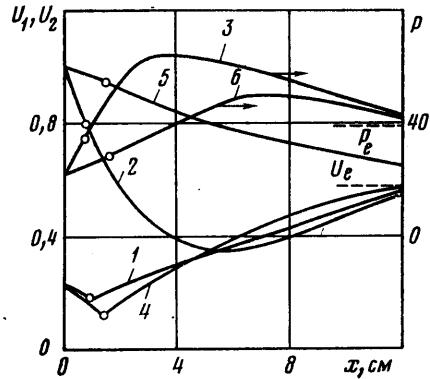
$$\lambda_{11}=2,57 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м/с}^3 \cdot \text{К}, \quad \lambda_{12}=8,37 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{м/с}^3 \cdot \text{К}, \quad \mu_1=1,73 \cdot 10^{-4} \text{ П},$$

$$T_0=300 \text{ К}, \quad p_0=10^5 \text{ Па}, \quad \varphi=0,7, \quad u_s=0,65 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$$

При решении системы (1.1)–(1.8) учитывалось, что для аэровзвесей объемная концентрация частиц мала. Поэтому в уравнении импульса частиц можно пренебречь членом $\alpha_2 dp/dx$, а в уравнении состояния считать $\alpha_1=1$. В качестве начального условия при $x=0$ задавался скачок уплотнения в газе. Параметры на скачке



Фиг. 3



Фиг. 4

определялись с помощью описанной выше замороженной адиабаты. Система обыкновенных дифференциальных уравнений решалась в области $x>0$ методом Рунге — Кутты. Для определения температуры поверхности частиц параллельно с интегрированием системы (1.4), (1.5) решалась задача о прогреве сферической частицы переменным тепловым потоком (1.6). При решении (1.6) шаг интегрирования по времени определялся из соотношения $\Delta t = \Delta x / v_2$, где Δx — шаг интегрирования по пространству системы (1.4), (1.5). Для определения $T_{2\sigma}$ в текущем узле пространственной сетки в качестве начального условия в (1.6) использовалось распределение $T_2'(\eta)$ и значения T_1, Nu_1, v_2 с предыдущего узла.

Во всех расчетных вариантах сильных волн, когда температура газа за скачком велика, температура поверхности частиц быстро достигает температуры воспламенения ($T_{2\sigma} = T_s$), так что протяженность зоны разогрева невелика.

На фиг. 3 представлены различные профили давлений во фронте детонации при размере частиц $r_0=10$ мкм. Линии 1, 2 соответствуют концентрации топлива $m_{20}=0,4$, а линии 3, 4 — концентрации $m_{20}=0,15$. Как следует из расчетов, для мелких частиц ($r_0=10$ мкм), результаты, полученные при использовании модели испарения (1.11) и комбинированной модели [13], практически совпадают, поэтому на фиг. 3 соответствующие им кривые для каждой массовой концентрации объединены в одну (линия 1 — $m_{20}=0,4$; линия 3 — $m_{20}=0,15$). При использовании модели нормального горения для мелких частиц (линии 2 и 4) происходит значительное увеличение толщины фронта (примерно в 3 раза). Для крупных же частиц ($r_0=100$ мкм) расчеты показали, что все три модели горения дают примерно одинаковые толщины фронтов детонации и величины пиков давления. Отметим, что при малых массовых концентрациях m_{20} давление в зоне горения убывает (см. линии 3 и 4 на фиг. 3), что согласуется с результатом асимптотического исследования [6].

В [15] показано, что горение влияет на величину коэффициента трения C_d . По отношению к частицам унитарного топлива такие экспериментальные данные отсутствуют. Для анализа возможного влияния C_d на структуру детонационной волны величина в расчетах варьировалась путем увеличения (уменьшения) (1.9) в 10 раз. При варьировании C_d меняется параметр κ . Так, при $r_0=10$ мкм для закона трения (1.9) и горении в режиме испарения ($t_r=t_{r2}$) $\kappa=0,17$, для большего коэффициента трения $\kappa=0,017$, для меньшего $\kappa=1,7$. Результаты расчетов при $m_{20}=0,7$, $r_0=10$ мкм представлены на фиг. 4 (линии 1, 2, 3 – скорости газа и частиц, давление при $\kappa=0,17$; линии 4, 5, 6 – скорости газа и частиц, давление при $\kappa=1,7$).

Из представленных данных следует, что величина C_d слабо влияет на распределение скорости газа во фронте, но оказывает заметное влияние на распределение скорости частиц. При $\kappa=0,17$ скорость газа в зоне горения за счет вдува горячих продуктов горения увеличивается, а скорость частиц за счет трения падает. В некоторый момент времени скорости фаз совпадают, после чего газ продолжает ускоряться, увлекая за собой частицы. Поэтому точка пересечения кривых, изображающих скорости газа и частиц, совпадает с точкой минимума скорости частиц. В процессе полного выгорания скорости газа и частиц асимптотически выравниваются. При $\kappa=1,7$ скорость частиц уменьшается монотонно, не пересекаясь с $U_1(x)$ и, следовательно, не имея точки минимума. Отметим, что толщина фронта детонации, определяемая в основном временем сгорания частиц, слабо зависит от величины коэффициента трения. Однако величина C_d оказывает существенное влияние на профиль давления во фронте. А именно при уменьшении C_d максимальное значение давления во фронте волны понижается.

Влияние величины κ на структуру детонационной волны проиллюстрировано на фиг. 1, 6, где приведены интегральные кривые в переменных $(p, 1/\rho)$ ($m_{20}=0,7$, $r_0=10$ мкм) для различных значений κ ($BF_4E-\kappa=0,17$, $BF_2E-\kappa=1,7$, $BF_3E-\kappa=0,017$). Видно, что при уменьшении κ интегральные кривые приближаются к линии Рэлея – Михельсона (линия 5), а пиковые значения давления увеличиваются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Подгребенков А. А. Зона реакции при детонации двухфазных смесей. – Физика горения и взрыва, 1970, т. 6, № 3, с. 374.
2. Пинаев А. В. Зона реакции при детонации газочапельных систем. – Физика горения и взрыва, 1978, т. 14, № 1, с. 81.
3. Гладылин А. М. Структура зоны реакции двухфазной детонации. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 3, с. 164.
4. Зельдович Я. Б., Компанец А. С. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955. 268 с.
5. Войцеховский Б. В., Митрофанов В. В., Топчиан М. Е. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск: Изд-во АН СССР, 1963. 168 с.
6. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш., Пыж В. А. Структура детонационных волн в двухфазных дисперсных средах. – В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977, с. 100.
7. Кудинов В. М., Паламарчук Б. И., Лебедь С. Г., Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. Структура детонационных волн в двухфазных средах. – В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1977, с. 107.
8. Krier H., Mozaffarian A. Two-phase reactive particle flow through normal shock waves. – Int. J. Multiphase Flow, 1978, v. 4, № 1, p. 65–79.
9. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В., Разматулин Х. А. Нестационарные задачи горения аэрозвесей унитарного топлива. – Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 1, с. 22–27.
10. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И., Попов В. В. Переход конвективного горения аэрозвесей унитарного топлива в детонацию. – Физика горения и взрыва, 1980, № 5, с. 102–106.
11. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
12. Вильямс Ф. А. Теория горения. М.: Наука, 1971. 615 с.
13. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б. К теории стационарного горения сферической частицы унитарного топлива. – Вестн. МГУ. Матем. и механ., 1981, № 1.
14. Беллев А. Ф. О горении нитрогликоля. – Ж. физ. химии, 1940, т. 14, вып. 8, с. 1009.
15. Нигматулин Р. И. К вопросу о волнах уплотнения в двухфазных средах. – Вест. МГУ. Матем. и механ., 1969, № 4, с. 122.
16. Бабий В. И., Иванова И. П. Аэродинамическое сопротивление частицы при горении в неизотермических условиях. – В кн.: Горение твердого топлива. Новосибирск: Наука, 1969, с. 156.