

О СТРУКТУРЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ВАКУУМ-ВЗВЕСИ ЧАСТИЦ ГЕКСОГЕНА

УДК 534.222.2

С. А. Ждан

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск

Рассмотрена математическая модель детонации вакуум-взвесей летучих вторичных взрывчатых веществ, учитывающая неравномерное распределение температуры внутри частиц при их обтекании потоком газообразных продуктов. Исследована безударная структура стационарной детонации взвеси частиц гексогена в вакууме. Рассчитаны параметры двухфазного потока в зоне реакции и ее длина в зависимости от массовой концентрации и размеров частиц гексогена.

Теоретический анализ детонационных волн (ДВ) в газовзвесьях унитарного топлива проведен в работах [1–5]. Установлено, что структура волны качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга: ударный скачок, зона релаксации (прогрева частиц) и зона энерговыделения. В [6, 7] показано, что в вакуум-взвесьях унитарного топлива реализуется безударная структура ДВ.

В данной работе рассмотрено обобщение математической модели детонации вакуум-взвесей [6], основанное на решении уравнения теплопроводности совместно с уравнениями движения взвеси частиц взрывчатого вещества (ВВ). Представлены результаты численного исследования особенностей безударной структуры волны стационарной детонации в вакууме с частицами гексогена.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Предварительно оценим степень неравномерности прогрева частицы ВВ с начальной температурой T_0 при ее вхождении в ДВ. Согласно результатам работы [6] в зоне релаксации ДВ частица ВВ обтекается высокоскоростным ($u_1 \approx 1$ км/с) и высокотемпературным ($T_1 \approx 10^3$ К) потоком газа, причем интенсивность притока тепла $\dot{q} = \lambda_1 \text{Nu} \cdot (T_1 - T_{2\sigma})/d_0$ к единице поверхности частицы диаметром d_0 достигает $\approx 10^6 \div 10^7$ Вт/м². Здесь λ_1 — коэффициент теплопроводности газа; Nu — критерий Нуссельта, зависящий от чисел Рейнольдса и Прандтля; $T_{2\sigma}$ — температура поверхности частицы. Так как при прогреве в зоне релаксации ДВ частиц вторичных ВВ диаметром $d_0 > 10$ мкм число Био $\text{Bi} = \lambda_1 \text{Nu} / 2\lambda_2$ больше единицы, то внутри частиц должна наблюдаться [8] значительная неравномерность в распределении температуры $T_2(x, r)$ по радиусу r ($0 < r < r_0$) и средняя температура частицы в точке x

$$\bar{T}_2(x) = 3r_0^{-3} \int_0^{r_0} T_2(x, r) r^2 dr$$

может быть существенно меньше $T_{2\sigma}$. Учет неравномерного прогрева частиц при моделировании ДВ во взвесах частиц ВВ приводит к необходимости определения в каждой точке зоны реакции x поля температур в частицах $T_2(x, r)$ из решения задачи [1, 8–10] о распространении тепла внутри частиц под действием сильного теплоподвода к их поверхности.

Рассмотрим движение ДВ с постоянной скоростью \mathcal{D} по вакуум-взвеси монодисперсных частиц летучего вторичного ВВ (гексоген, тэн, октоген и т. д.), испаряющегося при температуре T_s . Сделаем следующие допущения:

- 1) при прогреве частиц ВВ потоком газообразных продуктов их газификация начинается при $T_{2\sigma} = T_s$ [11];
- 2) скорость выгорания частиц лимитируется скоростью их газификации;
- 3) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемые и сферические;
- 4) в исходном состоянии частицы ВВ взвешены в вакууме, т. е. начальное давление p_0 и плотность газовой фазы ρ_{10}^0 равны нулю.

В системе координат, связанной с фронтом волны, движение частиц ВВ в газообразных продуктах сгорания стационарно и уравнения двухфазной двухскоростной среды [3] имеют четыре первых интеграла:

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

Здесь ρ_i , ρ_i^0 , α_i , u_i , h_i ($i = 1, 2$) — средняя и истинная плотности, объемная концентрация, скорость и удельная энтальпия i -й фазы; p — давление; n — число частиц в единице объема; \mathcal{D} — скорость ДВ; индексом 0 внизу обозначены параметры в исходном состоянии.

Уравнения сохранения массы, импульса и энергии частиц имеют вид

$$(\rho_2 u_2)_x = -j, \quad \rho_2 u_2 u_{2,x} + \alpha_2 p_x = f, \quad (2)$$

$$u_2 T_{2,x} = \alpha_2 r^{-2} (r^2 T_{2,r})_r, \quad 0 < r < r_2(x), \quad (3)$$

где j , f — интенсивности массового и силового взаимодействий между фазами; $T_2(x, r)$ — распределение температуры внутри частиц; $\alpha_2 = \lambda_2 / \rho_2^0 c_2$; λ_2 — коэффициент теплопроводности к-фазы; $r_2(x)$ — текущий радиус частиц.

Дополним систему (1)–(3) уравнениями состояния фаз

$$p = \rho_1^0 \bar{R} T_1, \quad h_1 = c_1 T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad h_2 = c_2 \bar{T}_2 + p / \rho_2^0 + q_0, \quad \bar{T}_2(x) = 3r_2^{-3} \int_0^{r_2} T_2(x, r) r^2 dr, \quad (4)$$

где \bar{R} — газовая постоянная; c_1 , T_1 — удельная теплоемкость и температура продуктов реакции; c_2 , \bar{T}_2 — удельная теплоемкость и средняя температура частиц; q_0 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы ВВ.

Прогрев сферических частиц переменным тепловым потоком \hat{q} до момента, соответствующего $T_{2\sigma} = T_s$, описывается уравнением теплопроводности (3) с начальными и граничными условиями [9, 10]

$$T_2(0, r) = T_0, \quad T_{2,r} = 0 \quad \text{при } r = 0; \quad \lambda_2 T_{2,r} = \hat{q} = \lambda_1 \text{Nu} (T_1 - T_{2\sigma}) / d_0 \quad \text{при } r = d_0/2. \quad (5)$$

Предварительный анализ задачи показал, что в точке зоны релаксации ДВ $x = x_*$, в которой $T_{2\sigma}(x_*) = T_s$, градиент температуры $T_{2,r}$ у поверхности частиц превышает критический [9, 10], т. е. для взвесей летучих вторичных ВВ при $x > x_*$ реализуется режим

вынужденной газификации, удовлетворяющий уравнению (3) с условиями $T_2 = T_2(x_*, r)$, $r_2(x_*) = d_0/2$, $T_{2\sigma} = T_s$ при $r = r_2(x)$, $T_{2,r} = 0$ при $r = 0$;

$$\lambda_2 T_{2,r} = \dot{q} + \rho_2^0 u_2 (H + L_2) r_{2,x}. \quad (6)$$

Здесь L_2 — скрытая теплота испарения, $H \simeq c_2(T_s - T_0)$ — величина, учитывающая экранирующий эффект притока тепла от газовой фазы к частице при ее газификации. Соотношение (6) получается из баланса тепла на термически разлагающейся поверхности [9] и позволяет определять скорость изменения радиуса частиц ВВ.

Замыкающие соотношения для интенсивностей массового, силового и теплового взаимодействий между фазами имеют вид

$$j = \begin{cases} 0, & \text{если } T_{2\sigma} < T_s, \\ -3\rho_2 u_2 r_2^{-1} r_{2,x}, & \text{если } T_{2\sigma} \geq T_s, \end{cases}$$

$$f = n\pi d^2 \rho_1^0 C_D(\text{Re}, M) |u_1 - u_2| (u_1 - u_2) / 8, \quad (7)$$

$$q = n\pi d^2 \dot{q}, \quad \dot{q} = \lambda_1 \text{Nu} \cdot (T_1 - T_{2\sigma}) / d, \quad \text{Nu} = 2 + 0,459 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{0,55},$$

где $C_D(\text{Re}, M)$ — коэффициент сопротивления сферических частиц, определяемый по данным [12], является функцией числа Рейнольдса частицы $\text{Re} = \rho_1^0 d |u_1 - u_2| / \mu_1$ и числа Маха относительного потока $M = |u_1 - u_2| / c$. Коэффициенты вязкости и теплопроводности газа μ_1 и λ_1 зависят от температуры газа по степенному закону: $\mu_1 = \mu_{10} (T_1/300)^{0,7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10} (T_1/300)^{0,7}$. Система уравнений (1)–(7) замкнута.

Введем следующие безразмерные функции:

$$R_i = \frac{\rho_i}{\rho_{20}}, \quad U_i = \frac{u_i}{\mathcal{U}}, \quad H_i = \frac{h_i}{q_0}, \quad C_i = \frac{c_i T_s}{q_0}, \quad \theta_i = \frac{T_i}{T_s} \quad (i = 1, 2),$$

$$\bar{\theta}_2 = \frac{\bar{T}_2}{T_s}, \quad N = \frac{n}{n_0}, \quad P = \frac{p}{\rho_{20} q_0}, \quad J = \frac{j x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_0}}, \quad F = \frac{f x_0}{\rho_{20} q_0}, \quad Q = \frac{q x_0}{\rho_{20} \sqrt{q_0} q_0}, \quad D = \frac{\mathcal{D}}{\sqrt{q_0}}$$

и координаты $\xi = x/x_0$, $\eta = 2r/d_0$, где $x_0 = d_0^2 \rho_2^0 q_0^{0,5} / 18 \mu_{10}$ — характерный размер задачи, выбор которого в данном виде обоснован в [6].

Зону реакции стационарной ДВ в вакуум-взвеси разобьем на две части: зона прогрева частиц ($0 < \xi \leq \xi_*$), заканчивающаяся в плоскости их воспламенения ($\theta_{2\sigma} = 1$), и зона горения ($\xi_* < \xi < \xi_J$), заканчивающаяся в плоскости Чепмена — Жуге ($\xi = \xi_J$). Безразмерная система (1)–(3) в зоне прогрева ($\theta_0 < \theta_{2\sigma} \leq 1$) примет вид

$$R_1 U_1 = 0, \quad \alpha_2 U_2 = \alpha_{20}, \quad R_2 (U_2 D)^2 + P = D^2, \quad (8)$$

$$C_2 \bar{\theta}_2 + \alpha_{20} P + (U_2 D)^2 / 2 = C_2 \theta_0 + D^2 / 2, \quad R_2 U_2 = 1, \quad D^2 U_{2,\xi} + \alpha_2 P_\xi = F,$$

$$D U_2 \theta_{2,\xi} = A \eta^{-2} (\eta^2 \theta_{2,\eta})_\eta, \quad 0 < \eta < 1, \quad (9)$$

$$\theta_{2,\eta} = \begin{cases} 0 & \text{при } \eta = 0, \\ \lambda_1 \text{Nu} (\theta_1 - \theta_{2\sigma}) / 2 \lambda_2 & \text{при } \eta = 1, \end{cases}$$

$$\bar{\theta}_2(\xi) = 3 \int_0^1 \theta_2(\xi, \eta) \eta^2 d\eta, \quad A = 2 \lambda_2 / 9 c_2 \mu_{10}.$$

Система (8) и уравнение теплопроводности (9) не зависят явно от диаметра частиц d_0 . Аналогично работе [6] можно показать, что в зоне прогрева частиц ($0 < \xi \leq \xi_*$) мас-

совая скорость, объемная концентрация, удельный объем частиц ВВ, а также давление газообразных продуктов суть функции только одного параметра — средней температуры частиц $\bar{\theta}_2$. Так как плотность газа в зоне $R_1(\xi) \neq 0$, то из первого уравнения (8) находим $U_1(\xi) \equiv 0$, т. е. всюду в зоне прогрева газообразные продукты неподвижны. Из закона сохранения импульса смеси получаем $P = D^2(1 - U_2)$, т. е. при фиксированном значении D давление зависит только от массовой скорости частиц ВВ. Согласно закону сохранения энергии смеси, U_2 зависит только от средней температуры частиц $\bar{\theta}_2(\xi)$: $U_2 = \alpha_{20} + \{(1 - \alpha_{20})^2 - 2C_2(\theta_2 - \theta_0)/D^2\}^{0,5}$. Удельный объем частиц $V_2 = 1/R_2$ выражается через скорость: $V_2 = U_2$. Из последнего уравнения системы (8) и интегрированного по r ($0 \leq r \leq d_0/2$) уравнения (9) следует связь $Q + U_2DF = 0$ между интенсивностями силового и теплового взаимодействий фаз, которая позволяет определять в зоне прогрева температуру газа θ_1 . Из уравнения состояния (6) находим истинную R_1^0 и среднюю R_1 плотности газовой фазы.

Рассмотрим поведение решения в зоне горения ($\xi \geq \xi_*$). Безразмерная система (1)–(3) в этой зоне примет вид

$$\begin{aligned} R_1U_1 + R_2U_2 = 1, \quad NU_2 = 1, \quad R_1(U_1D)^2 + R_2(U_2D)^2 + P = D^2, \\ R_1U_1[C_1\theta_1 + (U_1D)^2/2] + R_2U_2[H_2 + (U_2D)^2/2] = 1 + C_2\theta_0 + D^2/2, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} D(R_2U_2)_\xi = -J, \quad D^2R_2U_2U_{2,\xi} + \alpha_2P_\xi = F, \\ DU_2\theta_{2,\xi} = A\eta^{-2}(\eta^2\theta_{2,\eta})_\eta, \quad 0 < \eta < \eta_2(\xi), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\xi = \xi_*: \theta_2 = \theta_2(\xi_*, \eta), \quad \eta_2(\xi) = 1; \quad \eta = 0: \hat{\theta}_{2,\eta} = 0;$$

$$\eta = \eta_2(\xi): \theta_{2\sigma} = 1, \quad DU_2\eta_{2,\xi} = B(\theta_{2,\eta} - \lambda_1\text{Nu}(\theta_1 - 1)/2\lambda_2\eta_2).$$

Здесь $B = A/(1 - \theta_0 + L_2/c_2 T_s)$. Безразмерная система (10), (11), описывающая поведение решения в зоне горения ДВ, также не зависит явно от диаметра частиц d_0 .

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 (10) находим детонационную адиабату:

$$P_e = 2(1 + C_2\theta_0) / \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} V_e - 1 \right).$$

Здесь γ — отношение удельных теплоемкостей газовой фазы. Скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге в вакуум-взвесах равна

$$D_J^2 = 2(\gamma^2 - 1)(1 + C_2\theta_0), \quad (12)$$

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

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты параметров и структуры волны детонации Чепмена — Жуге в вакуум-взвеси проведены на примере частиц летучего вторичного ВВ — гексогена с исходными данными [8, 11, 13]: $\rho_2^0 = 1820$ кг/м³, $T_0 = 298$ К, $c_2 = 1600$ Дж/(кг·К), $\lambda_2 = 0,247$ кг·м/(с³·К), $T_s = 613$ К, $L_2 = 0,49$ МДж/кг. Предварительно по программе Астра-4 [14] были определены $\mathcal{D}_J = 2,3$ км/с, $q_0 = 4,4$ МДж/кг, $c_1 = 1800$ Дж/(кг·К), $\gamma = 1,25$, $\mu_{10} = 1,6 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{10} = 4,5 \cdot 10^{-2}$ кг·м/(с³·К).

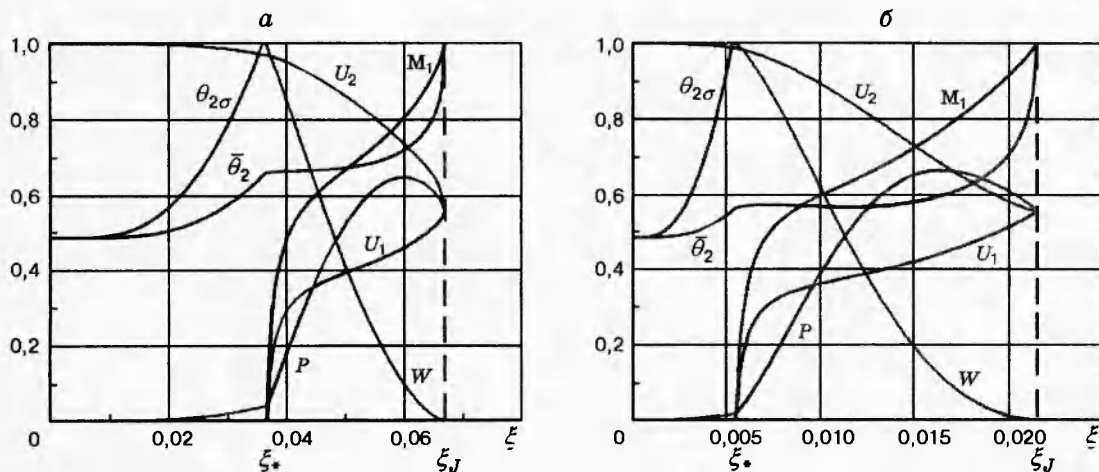


Рис. 1. Профили давления P , массовой скорости газа U_1 и частиц U_2 , поверхностной $\theta_{2\sigma}$ и средней θ_2 температур частиц, степени их выгорания W и числа Маха газового потока M_1 :

$M_1 = u_1/(\gamma P/\rho_1^0)^{0,5}$; $K = 10$ (а); 100 (б)

При фиксированных термодинамических свойствах фаз стационарное решение в зоне ДВ и ее длина — функции двух независимых параметров: начальной массовой концентрации частиц $\rho_{20} = \alpha_{20}\rho_2^0$ и их диаметра d_0 . Однако при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но конечной массовой концентрации частиц ρ_{20} , выбирая в качестве характерного линейного размера величину $x_0 = d_0^2\rho_2^0\sqrt{q_0}/18\mu_{10}$, можно показать, что безразмерное решение задачи о структуре зоны реакции ДВ в обобщенной постановке (8)–(11) с точностью до членов $O(\alpha_{20})$ зависит только от одной безразмерной величины $K = \rho_{20}d_0\sqrt{q_0}/18\mu_{10}$.

Действительно, безразмерные интенсивности массового, силового и теплового взаимодействий между фазами имеют вид

$$J = \frac{j_{x_0}}{\rho_{20}\sqrt{q_0}} = -\frac{x_0}{\rho_{20}\sqrt{q_0}} \rho_2 u_2 r_2^{-1} r_{2,x} = -DR_2 U_2 \eta_2^{-1} \eta_{2,\xi},$$

$$F = \frac{f x_0}{\rho_{20} q_0} = \frac{\text{Re} \cdot C_D(\text{Re}, M)}{24} W^{1/3} (\theta_1/\theta_0)^{0,7} D(U_1/U_2 - 1),$$

$$Q = \frac{q x_0}{\rho_{20}\sqrt{q_0} q_0} = \frac{\text{Nu}(\text{Re}, \text{Pr})}{3\text{Pr}} W^{1/3} (\theta_1/\theta_0)^{0,7} C_1(\theta_1 - \theta_{2\sigma})/U_2.$$

Здесь W — степень выгорания частиц, $W = (d/d_0)^3$; $M = |u_1 - u_2|/c = D|U_1 - U_2|/(\gamma P/R_1^0)^{0,5}$; $\text{Re} = \rho_1^0 d |u_1 - u_2|/\mu_1 = 18KDR_1^0 |U_1 - U_2| W^{1/3}/(\theta_1/\theta_0)^{0,7}$. Последнее тождество для числа Рейнольдса доказывает сформулированное выше утверждение. Поэтому один вариант расчета безударной структуры ДВ в вакуум-взвеси с фиксированным параметром K дает континуум решений с различными ρ_{20} и d_0 , удовлетворяющими условию $\rho_{20}d_0 = \text{const}$.

Варьированием в широком диапазоне параметра $K \in [1 \div 10^3]$ найдены распределения искомых функций двухфазной среды в зоне реакции идеальной ДВ вакуум-взвеси частиц гексогена. На рис. 1 представлены параметры двухфазной среды в зоне реакции вакуум-взвеси гексогена. Особенность структуры ДВ частиц ВВ в вакууме состоит в том, что в результате энерговыделения в зоне горения обеспечивается движение со скоростью D_J (в лабораторной системе координат) газового поршня, пронизываемого для частиц, который

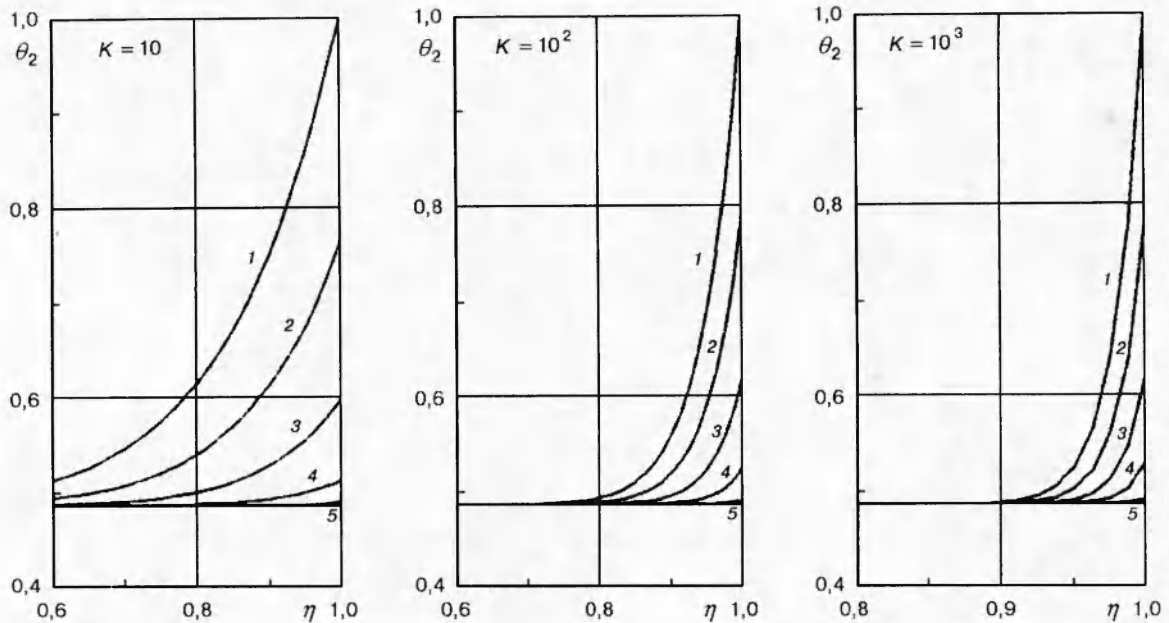


Рис. 2. Профили температуры внутри частиц гексогена, находящихся в зоне прогрева: ξ/ξ_* : 1 — 1; 2 — 0,8; 3 — 0,6; 4 — 0,4; 5 — 0,2

формирует релаксационную волну сжатия. В зоне релаксации ($0 < \xi < \xi_*$, $\theta_{2\sigma}(\xi_*) = 1$) происходит неравномерный прогрев частиц гексогена ($\theta_{2\sigma} \neq \bar{\theta}_2$). Отметим, что относительная длина зоны релаксации ξ_*/ξ_J , где ξ_J — длина зоны реакции ДВ, убывает с ростом параметра K . В зоне горения ($\xi > \xi_*$) скорость газа U_1 и число Маха M_1 монотонно растут, скорость частиц U_2 монотонно убывает, а давление и плотность газовой фазы имеют в точке зоны $\xi = \xi_{\max}$ локальный максимум. К плоскости Чепмена — Жуге все частицы гексогена сгорают ($W = 0$).

Распределения температуры $\theta_2(\xi, \eta)$ внутри частиц гексогена на различных расстояниях ξ , отсчитываемых от начала зоны прогрева, приведены на рис. 2. Наблюдается существенная неоднородность температуры в частицах ВВ, причем к моменту, соответствующему $\theta_{2\sigma}(\xi_*) = 1$, основная масса частицы остается холодной и ее доля растет с увеличением параметра K (т. е. с увеличением диаметра либо концентрации частиц в вакуум-взвеси). Степень прогрева частиц δT_2 будем характеризовать отношением $(\bar{T}_2 - T_{20})/(T_{2\sigma} - T_{20})$. Анализ поведения величины δT_2 в момент начала газификации частиц ($T_{2\sigma} = T_s$) при варьировании параметра $K \in [1 \div 10^3]$ показал монотонное уменьшение степени прогрева частиц с ростом K , причем δT_2 может быть представлена в виде следующей приближенной зависимости:

$$\delta T_2 = (-0,32 + 1,42K^{1/4} + 0,29K^{1/2})^{-1}.$$

В частности, $\delta T_2 \approx 0,06$ при $K = 10^3$, что по энергетике эквивалентно нагреву только 6% массы частицы (тонкий поверхностный слой, $\sim 0,01d_0$) до температуры испарения T_s .

Из расчетов следует, что длина зоны прогрева частиц гексогена ξ_* уменьшается с ростом K и может быть выражена в виде

$$\xi_* = (-0,725 + 4,354K^{3/4} + 0,4686K)^{-1}.$$

Величина ξ_* в 2–5 раз меньше длины зоны прогрева частиц, определяемой по модели с

Таблица 1

| K | ξ_* | $U_2(\xi_*)$ | $\theta_2(\xi_*)$ | $\theta_1(\xi_*)$ | ξ_{\max} | P_{\max} | $R_{1,\max}$ | ξ_J |
|--------|---------|--------------|-------------------|-------------------|--------------|------------|--------------|---------|
| 1 | 0,244 | 0,936 | 0,823 | 2,31 | 0,28 | 0,604 | 1,89 | 0,289 |
| 10 | 0,036 | 0,969 | 0,656 | 3,59 | 0,061 | 0,646 | 1,98 | 0,067 |
| 10^2 | 0,0054 | 0,987 | 0,560 | 5,45 | 0,0164 | 0,662 | 2,01 | 0,0214 |
| 10^3 | 0,0008 | 0,995 | 0,517 | 7,82 | 0,0042 | 0,697 | 2,06 | 0,0073 |

равномерным прогревом частиц [6]. Некоторые значения искомых функций в точках зоны ξ_* , ξ_{\max} и длина зоны реакции ДВ ξ_J для четырех значений параметра K приведены в табл. 1. Видно, что к моменту начала вынужденной газификации частиц ВВ температура газовой фазы в несколько раз выше температуры испарения, а скорость частиц $U_2(\xi_*)$ изменяется всего на несколько процентов. В зоне горения безразмерные максимумы давления $P_{\max} = p_{\max}/\rho_{20}g_0$ и плотности газа $R_{1,\max} = \rho_{1,\max}/\rho_{20}$ очень медленно растут с увеличением K . В диапазоне $K \in [1 \div 10^3]$ их с точностью $\pm 5\%$ можно считать постоянными $P_{\max} \simeq 0,65$ и $R_{1,\max} \simeq 1,97$. Последнее означает, что размерные максимумы давления p_{\max} и плотности $\rho_{1,\max}$ в зоне горения ДВ растут прямо пропорционально начальной массовой концентрации частиц ВВ. Безразмерная длина зоны реакции ДВ $\xi_J = x_J/x_0$ уменьшается с ростом параметра K и может быть аппроксимирована в виде

$$\xi_J = (-6,259 + 5,78K^{1/4} + 3,49K^{1/2})^{-1}.$$

Характерные размеры ДВ представляют определенный интерес для оценки масштабов установок при проведении экспериментов. Абсолютные и относительные длины зоны реакции ДВ для ряда значений диаметров и массовых концентраций частиц гексогена представлены в табл. 2. Видно, что длина зоны x_J меняется в широких пределах, причем $x_J \sim d_0^{3/2}$, $x_J \sim \rho_{20}^{-1/2}$.

В работе [15] впервые экспериментально получена детонация взвеси частиц чувствительного ВВ (азиды свинца) в вакуумированном объеме трубы диаметром 10 мм и длиной 0,9 м. В таких же условиях проводились и опыты с частицами гексогена размерами $20 \div 100$ мкм, в которых не удалось зарегистрировать самоподдерживающуюся детонацию. Анализ данных табл. 2 дает основание предполагать, что одна из причин неполучения детонации взвеси гексогена — недостаточные размеры экспериментальной установки [15].

Таблица 2

| ρ_{20} , кг/м ³ | x_J , мм при d_0 , мкм | | | | |
|---------------------------------|----------------------------|--------|--------|--------|---------|
| | 1 | 3,16 | 10 | 31,62 | 100 |
| 0,5 | 1,61 | 8,22 | 45,6 | 264 | 1537 |
| | (1610) | (2600) | (4560) | (8347) | (15370) |
| 1,374 | 0,89 | 4,91 | 28,3 | 165 | 972 |
| | (888) | (1553) | (2830) | (5218) | (9720) |
| 5 | 0,456 | 2,64 | 15,4 | 91 | 531 |
| | (456) | (835) | (1540) | (2879) | (5313) |

Примечание. В скобках приведены значения x_J/d_0 .

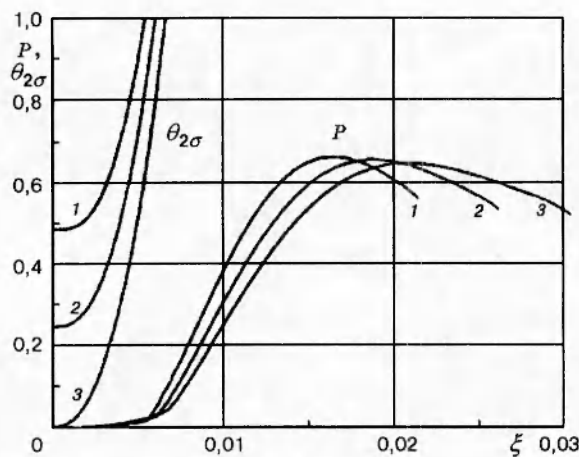


Рис. 3. Зависимости поверхностной температуры частиц и давления от расстояния ξ ($K = 100$):

T_{20} , К: 1 — 298; 2 — 150; 3 — 0

Таблица 3

| T_{20} , К | D_J , м/с | ξ_* | $U_2(\xi_*)$ | $\bar{\theta}_2(\xi_*)$ | $\theta_1(\xi_*)$ | ξ_{\max} | F_{\max} | ξ_J |
|--------------|-------------|---------|--------------|-------------------------|-------------------|--------------|------------|---------|
| 298 | 2300 | 0,0054 | 0,987 | 0,560 | 5,45 | 0,0164 | 0,662 | 0,0214 |
| 150 | 2243 | 0,0060 | 0,978 | 0,362 | 5,97 | 0,0188 | 0,656 | 0,0261 |
| 0 | 2185 | 0,0066 | 0,966 | 0,170 | 6,256 | 0,0209 | 0,647 | 0,0310 |

которые сравнимы с длиной зоны реакции частиц указанных диаметров.

Рассмотрено влияние начальной температуры частиц T_{20} на структуру ДВ. Результаты расчетов представлены на рис. 3 и в табл. 3. Видно, что с уменьшением T_{20} принципиальных изменений в структуре ДВ не происходит, хотя длина зоны релаксации, положение максимума давления и длина зоны реакции ДВ монотонно увеличиваются, причем при $T_{20} = 0$ последняя на 40 % больше ξ_J при стандартной температуре.

Итак, по модели, учитывающей неоднородное распределение температуры внутри частиц летучих вторичных ВВ, решена задача о безударной структуре стационарной ДВ в вакууме с частицами гексогена. При варьировании в широком диапазоне начальных массовых концентраций и размеров частиц ВВ установлено, что в структуре ДВ:

- средняя температура частиц значительно меньше поверхностной;
- длина зоны прогрева частиц гексогена до температуры испарения в 2–5 раз короче длины зоны прогрева частиц, определяемой по модели с однородным распределением температуры в частицах;
- в зоне горения частиц давление имеет локальный максимум, величина которого растет прямо пропорционально начальной массовой концентрации частиц ВВ;
- с уменьшением начальной температуры частиц T_{20} до нуля не происходит существенных изменений в структуре волн.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-01-01682а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. Структура стационарных детонационных волн в смесях газа с частицами унитарного топлива // Химическая

- физика процессов горения и взрыва. Черноголовка, 1980. С. 96–99.
2. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. В., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газовзвесьях унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 47–53.
 3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
 4. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Структура волны гетерогенной детонации в газовзвесьях. 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 // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 2. С. 115–121.
 6. Ждан С. А. Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 109–115.
 7. Ждан С. А. Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 136–142.
 8. Sichel M., Baek S. W., Kauffman C. W., et. al. The shock wave ignition of dusts // AIAA J. 1985. V. 23. P. 1375–1380.
 9. Либрович В. Б. О воспламенении порохов и взрывчатых веществ // ПМТФ. 1963. № 6. С. 74–79.
 10. Гостинцев Ю. А. О воспламенении, нестационарном горении и срыве пламени с частицы унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 3. С. 337–344.
 11. Беляев А. Ф. Горение, детонация и работа взрыва конденсированных систем. М.: Наука, 1968.
 12. Henderson C. B. Drag coefficient of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J. 1976. V. 14. P. 707–708.
 13. Андреев К. К. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.: Наука, 1966.
 14. Трусов Б. Г. Моделирование химических и фазовых равновесий при высоких температурах. Программный комплекс Астра-4/рс. М.: МГТУ, 1991.
 15. Митрофанов В. В., Бакиров И. Т. Детонация взвеси частиц чувствительного ВВ в вакууме // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 122–124.

*Поступила в редакцию 14/XII 1996 г.,
в окончательном варианте — 29/I 1997 г.*
