1) движение проводников приводит к появлению дополнительных сигналов, регистрируемых измерительным прибором. Характерная величина сигналов может достигать десятков процентов относительно начального уровня, что приводит к катастрофическому падению точности измерений электрических свойств веществ;

2) учет влияния электромагнитных эффектов может быть выполнен в ряде относительно простых случаев на основе квазистационарного приближения в рамках классической электродинамики;

3) выбором рациональной конструкции измерительной ячейки можно уменьшить вклад паразитного сигнала до достаточно низкого уровня. В целом в результате анализа эффектов, связанных с деформацией контуров или силовых линий магнитного поля, измерения электрических свойств веществ в УВ могут быть выполнены с приемлемой точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гилев С.Д.** Скин-эффект в веществе, приобретающем под действием ударной волны высокую проводимость // Взрывные и нестационарные процессы в сплошных средах. (Динамика сплошной среды). — Новосибирск: ИГиЛ, 1988. — Вып. 88. — С. 31—46.
2. **Гилев С.Д., Трубачев А.М.** Метод измерения электропроводности вещества в ударных волнах // Материалы IV Всесоюз. совещ. по детонации. — Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988. — Т. 2. — С. 8—12.
3. **Биченков Е.И., Гилев С.Д., Трубачев А.М.** Ударно-индуцированные волны проводимости в электрофизическом эксперименте // ПМТФ. — 1989. — № 2. — С. 132—145.
4. **Гатилов Л.А., Кулешова Л.В.** Измерение высокой электропроводности в ударно-сжатых диэлектриках // ПМТФ. — 1981. — № 1. — С. 136—140.

630090, Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию 17/VI 1993,
после доработки — 5/X 1993

УДК 534.222.2

С.А. Ждан

ПРЕДЕЛЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В ТРУБЕ ДЕТОНАЦИИ ВАКУУМ-ВЗВЕСЕЙ

Сформулирована и численно исследована задача о стационарной детонации в вакууме с частицами унитарного топлива, распространяющейся в трубе. Показано влияние трения и теплоотвода в стенки трубы на структуру дисперсной волны. Определены зависимости скорости детонации от диаметра трубы, размеров частиц топлива и их массовой концентрации, найдены пределы ее распространения.

Структура детонационных волн (ДВ) в газовзвесях унитарного топлива исследовалась в работах [1—3]. Установлено, что структура идеальной ДВ качественно соответствует модели [4] Зельдовича — Неймана — Деринга (ЗНД): детонационный комплекс — замороженная ударная волна (УВ), зона релаксации, зона энерговыделения. В [5, 6] проведено качественное исследование особых и стационарных точек системы уравнений, а также серия расчетов гетерогенной детонации в газовзвеси горящих частиц. В работах [7, 8] показана возможность существования идеальной ДВ в вакуум-взвесях, исследованы особенности структуры идеальной стационарной и динамика нестационарной ДВ. Установлено, что детонация вакуум-взвесей не соответствует модели ЗНД, так как в детонационном комплексе отсутствует замороженная УВ, а передний фронт ДВ — контактный разрыв. В плоскости воспламенения существует контактный разрыв по газу. Рассчитаны и проанализированы профили параметров в зоне реакции идеальной ДВ.

В данной работе решена задача о структуре неидеальной (с импульсными и тепловыми потерями в стенки) дисперсной ДВ, распространяющейся в трубе по вакуум-взвеси. Найдены пределы ее распространения в зависимости от массовой концентрации унитарного топлива, диаметров трубы и частиц.

Постановка задачи

Рассмотрим в одномерном приближении стационарное движение ДВ по вакуум-взвеси в трубе с учетом тепловых потерь и трения о ее боковые стенки. Сделаем следующие допущения: 1) химическая реакция горения частиц унитарного топлива (далее топливо) начинается при разогреве их до температуры воспламенения (T_{ign}) и протекает при этой температуре [1]; 2) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемы; 3) теплообмен и трение газа о стенки равномерно распределены на все сечение трубы; 4) 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 с постоянной скоростью $\mathscr{D}$, имеют следующий вид [3]: законы сохранения массы, импульса и энергии смеси

$$(\rho_1 u_1 + \rho_2 u_2)_x = 0 \ (\rho_i = \alpha_i \rho_i^0),$$
$$(\rho_1 u_1^2 + \rho_2 u_2^2 + p)_x = f_1, \ (n u_2)_x = 0, \tag{1}$$
$$[\rho_1 u_1 (h_1 + u_1^2/2) + \rho_2 u_2 (h_2 + u_2^2/2)]_x = \mathscr{D} f_1 - q_1,$$

уравнения массы, импульса и энергии частиц

$$(\rho_2 u_2)_x = -j, \ \rho_2 u_2 u_{2x} + \alpha_2 p_x = f_2, \ \rho_2 u_2 e_{2x} = q_2,$$
$$f_2 = \frac{n\pi d^2}{8} \rho_1^0 C_D |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), \ C_D = \frac{24}{\mathrm{Re}} + \frac{4{,}4}{\sqrt{\mathrm{Re}}} + 0{,}42, \tag{2}$$
$$q_2 = n\pi d\lambda_1/c_1 \cdot \mathrm{Nu}\,[c_1(T_1 - T_2) + \mathrm{Pr}^{1/3}(u_1 - u_2)^2/2],$$
$$j = n\pi d\lambda_1/c_1 \cdot \mathrm{Nu} \ln [1 + c_1(T_1 - T_{ign})/l_2],$$
$$\mathrm{Nu} = 2 + 0{,}6\,\mathrm{Re}^{1/2}\mathrm{Pr}^{1/3}, \ \mathrm{Re} = \rho_1^0 d|u_1 - u_2|/\mu_1, \ \mathrm{Pr} = \mu_1 c_1/\lambda_1.$$

Здесь ρ_i, ρ_i^0, α_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; f_2, q_2, j — интенсивности силового, теплового и массового взаимодействия между фазами; d — диаметр частиц; μ_1, λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа. Выражение для массообмена j соответствует модели газификации [9]. Согласно допущению 1, $j = 0$ при $T_2 < T_{ign}$ и $q_2 = 0$ при $T_2 \geqslant T_{ign}$.

Для замыкания системы (1) воспользуемся моделью [10] трения и теплоотвода в стенки трубы диаметром $d_т$:

$$f_1 = \frac{\zeta}{2d_т} \rho_1^0 |\mathscr{D} - u_1| (\mathscr{D} - u_1), \ q_1 = \frac{\zeta}{2d_т} \rho_1^0 |\mathscr{D} - u_1| (H_т - H_0),$$
$$\zeta = \begin{cases} 64/\mathrm{Re}_т, \ \mathrm{Re}_т < 1200, \\ 0{,}316/\mathrm{Re}_т^{1/4}, \ 1200 < \mathrm{Re}_т < 10^5, \\ 0{,}0033 + 0{,}221/\mathrm{Re}_т^{0{,}237}, \ \mathrm{Re}_т > 10^5, \end{cases} \tag{3}$$
$$H_т = c_1 T_1 + (\mathscr{D} - u_1)^2/2, \ H_0 = c_1 T_0, \ \mathrm{Re}_т = \rho_1^0 d_т |\mathscr{D} - u_1|/\mu_1.$$

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

$$p = \rho_1^0 \mathscr{R} T_1, \ \rho_2^0 = \mathrm{const}, \ e_2 = h_2 - p/\rho_2^0,$$
$$h_1 = c_1 T_1, \ h_2 = c_2 T_2 + p/\rho_2^0 + q, \tag{4}$$

где $\mathcal{R}$ — 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 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы частиц.

Введем следующие безразмерные функции:

$$R_i = \rho_i/\rho_{20},\ U_i = u_i/\mathcal{D},\ H_i = h_i/q,\ \theta_i = T_i/T_{ign},\ C_i = c_i T_{ign}/q \quad (i = 1,\ 2),$$

$$P = \frac{p}{\rho_{20}q},\ J = \frac{jx_0}{\rho_{20}\sqrt{q}},\ F_i = \frac{f_i x_0}{\rho_{20}q},\ Q_i = \frac{q_i x_0}{\rho_{20}\sqrt{q}q},\ D = \frac{\mathcal{D}}{\sqrt{q}}$$

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

Аналогично работе [7] можно показать, что в трубе передний фронт стационарной ДВ частиц топлива в вакууме есть контактный разрыв (КР) по газу с непрерывными параметрами частиц. Поместив КР в точку с координатой $\xi = 0$, зону стационарной ДВ разобъем на две части: первая (зона тепловой и скоростной релаксации) начинается за контактным разрывом ($\theta_2(0) = \theta_0$) и заканчивается в точке воспламенения частиц ($\theta_2(\xi_*) = 1$); вторая (зона горения) начинается за точкой воспламенения и заканчивается в точке Чепмена — Жуге.

Проинтегрировав обезразмеренную систему (1) от точки $\xi = -0$ до некоторой точки $\xi > 0$ внутри зоны реакции, введя обозначения

$$\mathcal{P}(\xi) = \int_0^\xi F_1 d\xi > 0,\ Q(\xi) = \int_0^\xi (Q_1/D - F_1)d\xi > 0,$$

получим алгебраическую систему уравнений

$$\begin{gathered} R_1U_1 + R_2U_2 = 1,\ nU_2 = n_0, \\ R_1(U_1D)^2 + R_2(U_2D)^2 + P = D^2 + \mathcal{P}, \\ R_1U_1[H_1 + (U_1D)^2/2] + R_2U_2[H_2 + (U_2D)^2/2] = \\ = 1 + C_2\theta_0 + D^2/2 - Q. \end{gathered} \tag{5}$$

Рассмотрим поведение решения задачи в зоне тепловой релаксации частиц ($\theta_0 < \theta_2 \leqslant 1$). Безразмерная система (2), (5) в этой зоне примет вид

$$\begin{gathered} R_1U_1 = 0,\ nU_2 = n_0,\ U_2D^2 + P = D^2 + \mathcal{P}, \\ C_2\theta_2 + \alpha_{20}P + (U_2D)^2/2 = C_2\theta_0 + D^2/2 - Q, \\ R_2U_2 = 1,\ DE_{2\xi} = Q_2,\ D^2U_{2\xi} + \alpha_2P_\xi = F_2. \end{gathered} \tag{6}$$

Так как плотность $R_1(\xi) \not\equiv 0$, то из первого уравнения (6) находим

$$U_1(\xi) \equiv 0, \tag{7}$$

т.е. всюду в зоне релаксации газообразные продукты неподвижны в системе координат фронта волны.

Из закона сохранения импульса смеси определим давление

$$P = D^2(1 - U_2) + \mathcal{P}, \tag{8}$$

которое при фиксированной скорости D в каждой точке зоны релаксации зависит только от массовой скорости частиц и параметра $\mathcal{P}$. Из закона сохранения энергии смеси находим, что скорость частиц зависит от их температуры и величины теплопотерь в стенки трубы:

$$U_2 = \alpha_{20} + \{(1 - \alpha_{20})^2 - 2[C_2(\theta_2 - \theta_0) + Q + \alpha_{20}\mathcal{P}]/D^2\}^{1/2}. \tag{9}$$

Ввводя удельный объем частиц $V_2 = 1/R_2$, из пятого уравнения (6) получим

$$V_2 = U_2. \tag{10}$$

Таким образом, в зоне релаксации дисперсной ДВ, распространяющейся в трубе по вакуум-взвеси, массовая скорость, объемная концентрация, удельный объем частиц топлива и давление газообразных продуктов есть функции температуры частиц θ_2 и параметров $\mathscr{P}$, Q. Из уравнений (6) также следует связь

$$Q_2 + U_2DF_2 = DF_1 - Q_1 \tag{11}$$

между интенсивностями силового и теплового взаимодействия. Соотношение (11) позволяет определять в каждой точке зоны релаксации температуру газа θ_1, а затем из уравнения состояния (4) истинную R_1^0 и среднюю R_1 плотности газовой фазы.

Зависимости (7)—(11) искомых функций от θ_2, $\mathscr{P}$, Q сводят задачу о структуре стационарной ДВ с потерями в зоне релаксации к решению трех дифференциальных уравнений

$$DC_2\theta_{2\xi} = Q_2,\ \mathscr{P}_\xi = F_1,\ Q_\xi = Q_1/D - F_1 \tag{12}$$

с начальными условиями $\theta_2(0) = \theta_0$, $\mathscr{P}(0) = 0$, $Q(0) = 0$. Причем решение ищется до координаты $\xi = \xi_*$, где $\theta_2(\xi_*) = 1$.

Условие существования стационарной зоны релаксации

При анализе структуры стационарной ДВ частиц топлива в вакууме, как показано в [7], нельзя воспользоваться стандартным приемом введения характерной для дисперсных смесей равновесной ударной адиабаты [3]. Действительно, последняя должна характеризовать состояние смеси после выравнивания скоростей и температур 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 $U_1 \equiv 0$, 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 точке воспламенения частиц ($\xi = \xi_*$) зоной горения.

Определим необходимое условие существования релаксационной волны сжатия в структуре неидеальной ДВ, распространяющейся в трубе по вакуум-взвеси. Проведем анализ в переменных $\hat{P}$, V_2, где $\hat{P} = P - \mathscr{P}$. Из соотношений (8), (10) получим уравнение прямой линии

$$\hat{P} = D^2(1 - V_2), \tag{13}$$

причем область изменения удельного объема частиц $V_2^* < V_2 \leqslant 1$, а

$$V_2^* = \alpha_{20} + [(1 - \alpha_{20})^2 - 2C_2(1 - \theta_0)(1 + \hat{Q}_*)/D^2]^{1/2}, \tag{14}$$

а параметр $\hat{Q}_* = [Q(\xi_*) + \alpha_{20}\mathscr{P}(\xi_*)]/C_2(1 - \theta_0)$. Типичные графики функций (7)—(10) в зоне релаксации в зависимости от удельного объема частиц топлива V_2 представлены на рис. 1, где $\overline{H} = 2C_2(1 - \theta_0)[(\theta_2 - \theta_0)/(1 - \theta_0) + \hat{Q}]/D^2$, $\overline{P} = \hat{P}/D^2$. Множество состояний $\hat{P}(V_2^*)$, достижимых при температуре воспламенения частиц $\theta_2 = 1$, находим из (13), (14) исключением скорости D:

$$\hat{P}(V_2^*) = 2C_2(1 - \theta_0)(1 + \hat{Q}_*)/(1 - 2\alpha_{20} + V_2^*). \tag{15}$$

Характерные профили $\hat{P}(V_2^*)$ приведены на рис. 2. Подкоренное выражение в (14) должно быть неотрицательно, что позволяет получить в явном виде ограничение снизу на скорость движения в трубе стационарной волны сжатия

$$D \geqslant [2C_2(1 - \theta_0)(1 + \hat{Q}_*)]^{1/2}/(1 - \alpha_{20}) = D_{\min}. \tag{16}$$

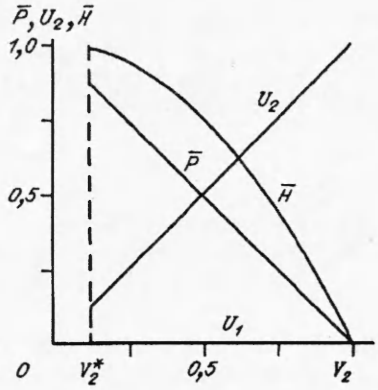

Рис. 1. Зависимости $\bar{P}(V_2)$, $U_2(V_2)$ и $\bar{H}(V_2)$.

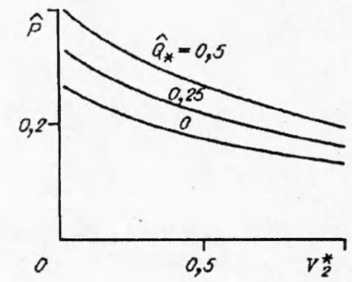

Рис. 2. Множество состояний $\hat{P}(V_2^*)$, достижимых при температуре воспламенения частиц.

Из (16) следует, что $D_{\min}$ при отсутствии потерь $\hat{Q}_* = 0$ принимает минимальное значение, а рост параметра $\hat{Q}_*$ сужает область существования стационарной самоподдерживающейся ДВ в вакуум-взвеси. Обозначив скорость детонации Чепмена — Жуге через $\mathscr{D}_{CJ}$ и помня, что для стационарной ДВ $\mathscr{D}_{CJ} > \mathscr{D}_{\min}$, из неравенства (16) получим ограничение сверху на температуру воспламенения частиц и уровень потерь в зоне релаксации

$$(T_{ign} - T_0)(1 + \hat{Q}_*) < (1 - \alpha_{20})^2 \mathscr{D}^2_{CJ}/2c_2. \tag{17}$$

Таким образом, если уровень потерь в зоне релаксации и температура воспламенения топлива не удовлетворяют (17), то стационарная детонация монодисперсной вакуум-взвеси в трубе невозможна.

Детонационная адиабата вакуум-взвесей

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

$$D(R_2U_2)_\xi = -J, \ D^2R_2U_2U_{2,\xi} + \alpha_2 P_\xi = F_2, \ E_2 = E_2^*. \tag{18}$$

Проводя в окрестности плоскости воспламенения рассуждения, аналогичные [7] для идеальной детонации вакуум-взвеси, можно показать, что и для неидеальной детонации с потерями справедливо у т в е р ж д е н и е: Плоскость воспламенения стационарной детонации вакуум-взвеси в трубе есть контактный разрыв по параметрам газа, а температура газа θ_1^+ за плоскостью воспламенения находится из выражения

$$C_1\theta_1^+ = 1 + C_2\theta_0 + D^2/2 - Q(\xi_*) - D(U_2F_2 + Q_\xi)/J. \tag{19}$$

Отметим, что температура газа в плоскости воспламенения θ_1^+ зависит не только от текущих значений потерь $Q(\xi_*)$, но явным образом и от градиентов функций, т.е. от интенсивностей силового, теплового и массового взаимодействия.

При $\xi > \xi_*$ массовая скорость газовой фазы $U_1 > 0$, поэтому в зоне горения вакуум-взвеси применимы результаты работы [6] для построения адиабат смеси. Введем следующие безразмерные функции:

$$R = R_1 + R_2, \ U = (R_1U_1 + R_2U_2)/R, \ H = \\ = (R_1U_1H_1 + R_2U_2H_2)/RU, \ V = 1/R,$$

где V, H — удельные объем и энтальпия смеси; U — ее среднемассовая скорость. Введем также параметры, описывающие релаксационные процессы, протекающие в двухфазной смеси: $s(\xi) = (d/d_0)^3$ — относительный объем частицы ($0 \leqslant s \leqslant 1$, d, d_0 — текущее и начальное значения ее диаметра); $v(\xi) = U_1/U_2$ — отношение скоростей фаз ($v > 0$).

Система (5) с уравнениями состояния (4) будет замкнутой после определения параметров $s(\xi)$, $v(\xi)$ из решения соответствующих релаксационных уравнений, дополненных начальными условиями при $\xi = \xi_*$, и после задания скорости детонационной волны D. Будем считать значения $s(\xi)$, $v(\xi)$ известными и рассмотрим вопрос выбора D и разрешимости (4), (5). Из первого уравнения системы (5) видно, что $U = V$, а из второго находим уравнение линии Рэлея — Михельсона (ЛРМ)

$$\hat{P} = D^2[1 - g(s, v)V] = D^2[1 - (1 + R_1R_2(U_1 - U_2)^2)V]. \qquad (20)$$

Так как в зоне тепловой релаксации частиц вакуум-взвеси $U_1 \equiv 0$, то

$$g(1, 0) = 1 + R_1R_2U_2^2 = 1 + R_1/R_2 = V_2/V,$$

и в этой зоне уравнение ЛРМ упрощается до вида $\hat{P} = D^2(1 - V_2)$, полученного нами выше (уравнение (13)). Причем в плоскости воспламенения частиц ($\xi = \xi_*$) функция $g(s, v)$ терпит разрыв из-за разрыва V, а произведение $g(1, 0)V$ непрерывно. Из третьего уравнения системы (5) получим уравнение детонационной адиабаты смеси с неполным выгоранием частиц ($0 < s < 1$)

$$H(P, V; s, v) - H_0 = \frac{1}{2}(P - \mathcal{P})\frac{1 - f(s, v)V^2}{1 - g(s, v)V}, \qquad (21)$$

где $H = [a(s, v)\,V + b(s, v)]P + s(1 + C_2)$; $H_0 = 1 + C_2\theta_0 - Q$;

$$a(s, v) = \frac{\gamma}{\gamma - 1}(1 - s + sv); \; b(s, v) = \left[1 - \frac{\gamma v}{\gamma - 1}\right]\alpha_{20}s;$$

$$g(s, v) = 1 + s(1 - s)(1 - v)^2/v; \; f(s, v) = (s + (1 - s)v^2)((1 - s)/v + s)^2.$$

В разрешенном относительно $\hat{P}$ виде уравнение (21) имеет вид

$$\hat{P} = \frac{2[1 + C_2\theta_0 - s(1 + C_2) - Q - \mathcal{P}(aV + b)]}{2(aV + b) - (1 - fV^2)/(1 - gV)}. \qquad (22)$$

В случае малого скоростного отставания фаз ($v = 1 + \varepsilon$, $\varepsilon^2 \ll 1$)

$$\bar{a}(s, \varepsilon) = \frac{\gamma}{\gamma - 1}(1 + \varepsilon s),$$

$$\bar{b}(s, \varepsilon) = -(1 + \gamma\varepsilon)\alpha_{20}s/(\gamma - 1), \; g(s, \varepsilon) = 1, \; f(s, \varepsilon) = 1.$$

и (22) упростится:

$$\hat{p} = \frac{2[1 + C_2\theta_0 - s(1 + C_2) - Q - \mathcal{P}(\bar{a}V + \bar{b})]}{(2\bar{a} - 1)V - 1 + 2\bar{b}}.$$

Скорость детонации вакуум-взвеси при малом скоростном отставании фаз находится из выражения

$$D^2 = \frac{\Gamma + [\Gamma^2 - (\bar{a} + \bar{b} - 1)^2(\bar{a}\mathcal{P})^2]^{1/2}}{(\bar{a} + \bar{b} - 1)^2}, \qquad (23)$$

где $\Gamma = (2\bar{a} - 1)\,[1 + C_2\theta_0 - s(1 + C_2) - Q] - (\bar{a}^2 + \bar{a}\bar{b} - \bar{b})\mathcal{P}$.

Заметим, что выражение для скорости детонации (23) не зависит от начальной массовой концентрации частиц. При отсутствии потерь ($\mathcal{P} = 0$, $Q = 0$) оно сводится к зависимости, которая может быть получена из [6] при соответствующем предельном переходе. При полном выгорании частиц ($s = 0$) формула (23) совпадает с полученной в [11] для скорости идеальной детонации вакуум-взвеси.

Результаты расчетов

Рассмотрим структуру волны неидеальной детонации вакуум-взвеси с исходными данными [12]: $\rho_2^0 = 1550$ кг/м^3, $q = 1{,}93$ МДж/кг, $T_{ign} = 473$ К,

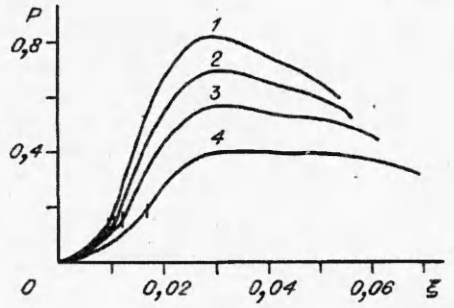

Рис. 3. Зависимости давления P в зоне неидеальной детонации вакуум-взвеси ($\alpha_{20} = 10^{-3}$, $d_0 = 10$ мкм).

$d_т$, м: *1* — ∞, *2* — $5 \cdot 10^{-3}$, *3* — $2{,}5 \cdot 10^{-3}$, *4* — $1{,}25 \cdot 10^{-3}$.

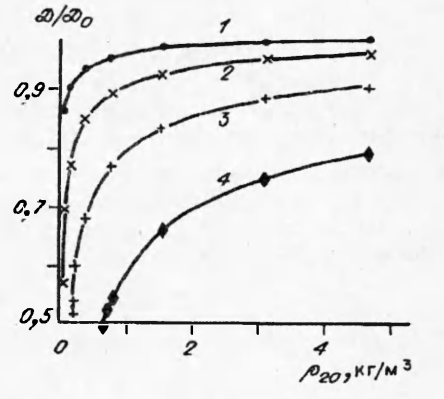

Рис. 4. Зависимости скорости неидеальной ДВ от массовой концентрации топлива и диаметра трубы ($d_0 = 10$ мкм).

$d_т$, м: *1* — 10^{-2}, *2* — $5 \cdot 10^{-3}$, *3* — $2{,}5 \cdot 10^{-3}$, *4* — $1{,}25 \cdot 10^{-3}$.

$T_0 = 300$ К, $l_2 = 0{,}4$ МДж/кг, $c_1 = 1675$ Дж/(кг · К), $c_2 = 1465$ Дж/(кг · К), $\gamma = 1{,}2435$, $\mu_{10} = 1{,}73 \cdot 10^{-5}$ кг/(м · с), $\lambda_{10} = 3{,}607 \cdot 10^{-2}$ кг · м/(с^3 · К). Учитывалась зависимость коэффициентов вязкости и теплопроводности от температуры: $\mu_1 = \mu_{10}(T_1/T_0)^{0,7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10}(T_1/T_0)^{0,7}$. В исходном состоянии $p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$, $T_{20} = 300$ К. Подставляя значения q, γ, T_{20} в (23) при $\mathscr{P} = Q = s = 0$, находим значение скорости идеальной детонации нитрогликоля в вакуум-взвеси $\mathscr{D}_0 = 1604$ м/с. При решении системы (12) в зоне релаксации необходимо знать температуру газа сразу за контактным разрывом ($\xi = 0$). Она определяется из соотношения (11) в явном виде:

$$T_{1f} = T_0 + (3\mathrm{Pr} - \mathrm{Pr}^{1/3} + A)/(1 + A)\mathscr{D}^2/2c_1, \qquad (24)$$

где $A = 8/3\mathrm{Pr}/\alpha_{20}\,(d_0/d_т)^2$. Заметим, когда $d_т \to \infty$, $A \to 0$ и соотношение (24) совпадает с полученным в [7] для идеальной детонации.

В общем случае при фиксированных термодинамических свойствах фаз решение в зоне неидеальной ДВ, ее длина и скорость — функции трех независимых параметров: начальной массовой концентрации топлива $\rho_{20} = \alpha_{20}\rho_2^0$, диаметра частиц d_0 и диаметра трубы. За характерный линейный размер берем величину $x_0 = d_0^2 \rho_2^0 \sqrt{q}/(18\mu_{10})$. При таком выборе x_0, как показано в [7], безразмерное решение задачи о структуре идеальной ДВ в вакуум-взвеси с точностью до членов $0(\alpha_{20})$ зависит только от одной безразмерной константы $K = \rho_{20} d_0 \sqrt{q}/(18\mu_{10})$. Для неидеальной ДВ с потерями в стенки трубы ситуация сложнее: необходимо искать решение в трехмерном пространстве параметров (ρ_{20}, d_0, $d_т$).

На рис. 3 приведены типичные профили давления в зоне неидеальной детонации вакуум-взвеси в трубе (кривые *2*—*4*) при K = 70. Для сравнения нанесен профиль давления в зоне идеальной детонации (кривая *1*). Видно, что с ростом потерь в зоне реакции ДВ длины зоны прогрева частиц (координаты плоскости воспламенения ξ_* отмечены на графиках вертикальными штрихами) и зоны реакции монотонно растут. Давление в зоне имеет локальный максимум, величина которого убывает с ростом потерь. Так, максимум давления (см. рис. *3*, *4*) уменьшается более чем в 2 раза по сравнению с давлением в идеальной волне. Скорость стационарной детонации для этих вариантов равна $\mathscr{D}_1 = \mathscr{D}_0 = 1604$ м/с, $\mathscr{D}_2 = 1480$ м/с, $\mathscr{D}_3 = 1336$ м/с, $\mathscr{D}_4 = 1061$ м/с, а длина зоны реакции $l_2 = 7{,}84\ d_т$, $l_3 = 17{,}08\ d_т$, $l_4 = 38{,}64\ d_т$.

Исследуем поведение скорости неидеальной детонации вакуум-взвеси от определяющих параметров (ρ_{20}, d_0, $d_т$). Поведение относительной скорости

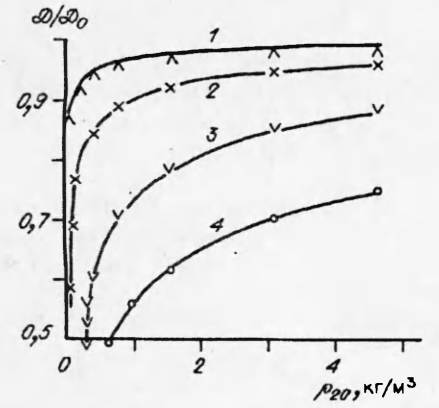

Рис. 5. Зависимости скорости неидеальной ДВ от массовой концентрации топлива и диаметра частиц ($d_т = 5 \cdot 10^{-3}$ м).

d_0, мкм: *1* – 5, *2* – 10, *3* – 20, *4* – 30.

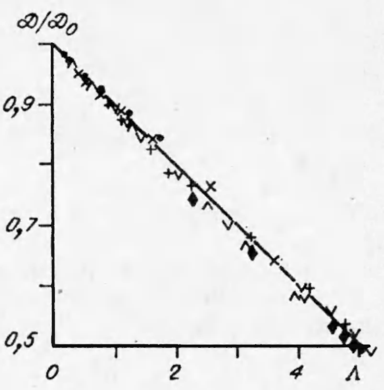

Рис. 6. Зависимость $\mathcal{D}(\Lambda)/\mathcal{D}_0$.

ДВ в зависимости от начальной массовой концентрации и диаметра трубы представлено на рис. 4. Видно, что с уменьшением ρ_{20} или $d_т$ скорость неидеальной ДВ монотонно убывает. Причем для каждого диаметра трубы (массовой концентрации) существует предел скорости по ρ_{20} и $d_т$, т.е. такие критические значения ρ_{20}^* и $d_т^*$, что при меньших концентрациях (диаметрах труб) стационарного решения задачи нет.

Примем $d_т = 5 \cdot 10^{-3}$ м. Поведение относительной скорости ДВ в зависимости от ρ_{20} и d_0 представлено на рис. 5. Видно, что для каждого значения d_0 (ρ_{20}) существует предел скорости детонации по концентрации (диаметру частиц). Сравнение данных рис. 4 и 5 показывает, что зависимость скорости неидеальной ДВ при варьировании d_0 более сильная, чем при варьировании $d_т$. Некоторые численные значения предельных концентраций и скоростей ДВ приведены ниже.

$10^3 d_т$, м	d_0, мкм	ρ_{20}^*, кг/м^3	$\mathcal{D}^*/\mathcal{D}_0$
5	10	0,035	0,563
2,5	10	0,166	0,514
1,25	10	0,642	0,497
5	20	0,24	0,492
5	30	0,62	0,49

Таким образом, из результатов проведенных расчетов следует, что скорость неидеальной ДВ в вакуум-взвеси за счет импульсных и тепловых потерь в стенки трубы может снижаться до половины скорости идеальной ДВ. Согласно формуле (16), скорость детонации нитрогликоля должна быть больше минимально возможной скорости без потерь ($\mathcal{D}_{min}(0)/\mathcal{D}_0 = 0{,}444$), что и подтверждают приведенные данные. Анализ результатов зависимости скорости неидеальной ДВ от определяющих параметров показывает, что дефект скорости волны $\Delta\mathcal{D} = \mathcal{D}_0 - \mathcal{D}$ удовлетворяет следующим соотношениям: $\Delta\mathcal{D} \sim \rho_{20}^{-1/2}$, $\Delta\mathcal{D} \sim d_0^{4/3}$, $\Delta\mathcal{D} \sim d_т^{-1}$.

Рассмотрим зависимость скорости от безразмерного параметра $\Lambda = (\rho_{10}/\rho_{20})^{1/2}(d_0/d_{01})^{4/3}(d_{т1}/d_т)$. Здесь $\rho_{10} = 1$ кг/м^3, $d_{01} = 10$ мкм, $d_{т1} = 5 \cdot 10^{-3}$ м. На рис. 6 изображена расчетная зависимость $\mathcal{D}(\Lambda)/\mathcal{D}_0$. Видно, что все точки (с точностью до разброса расчетных величин) группируются вдоль единой кривой. Это позволяет утверждать, что $\mathcal{D}/\mathcal{D}_0$ — однозначная функция параметра Λ. Расчетные данные могут быть аппроксимированы линейной зависимостью

$$\mathcal{D}/\mathcal{D}_0 = 1 - \Lambda/10. \quad (25)$$

Формула (25) позволяет проводить оценку предельных значений массовых концентраций топлива, диаметров частиц и диаметров трубы. Так как дефект скорости $\Delta\mathcal{D}/\mathcal{D}_0 \leqslant 0{,}5$, то из (25) находим $\Lambda \leqslant 5$. При $\Lambda = 5$ имеем трехпараметрическую связь определяющих параметров, позволяющую получать эти оценки.

Таким образом, решена задача о стационарной детонационной волне, распространяющейся в трубе по вакуум-взвеси. Найдены пределы ее распространения и показано, что скорость дисперсной волны может снижаться до половины скорости идеальной детонации.

Автор выражает признательность Фонду Сороса за поддержку проведенных исследований.

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.
2. Ахатов И.Ш., Вайнштейн П.Б., Нигматулин Р.И. Структура детонационных волн в газовзвесях унитарного топлива // Изв. АН СССР, МЖГ. — 1981. — № 5. — С. 47.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Ч. 1. — 464 с.
4. Зельдович Я.Б., Компанеец А.С. Теория детонации. — М.: Гостехиздат, 1955. — 269 с.
5. Медведев А.Е., Федоров А.В., Фомин В.М. Структура волны гетерогенной детонации в газовзвесях. — Новосибирск, 1986. — (Препр. / СО АН СССР, ИТПМ; № 36—86).
6. Медведев А.Е., Федоров А.В., Фомин В.М. Исследование адиабат гетерогенной двухфазной детонации // ФГВ. — 1987. — 23, № 2. — С. 115.
7. Ждан С.А. Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Там же. — 1991. — 27, № 6. — С. 109.
8. Ждан С.А. Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Там же. — 1992. — 28, № 4. — С. 136.
9. Гостинцев Ю.А. О воспламенении, нестационарном горении и срыве пламени с частицы унитарного топлива // Там же. — 1971. — 7, № 3. — С. 337.
10. Гинзбург И.П. Прикладная гидрогазодинамика. — Л.: Изд-во ЛГУ, 1958.
11. Митрофанов В.В. Детонационные волны в гетерогенных средах: Учеб. пособие. — Новосибирск: НГУ, 1988. — 90 с.
12. Беляев А.Ф. О горении нитрогликоля // ЖФХ. — 1940. — 14, вып. 8. — С. 1009.

630090, г. Новосибирск,
ИГиЛ СО РАН

Поступила в редакцию 12/V 1993

УДК 621. 762 + 539. 26

Т.С. Тесленко

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ДИОКСИДЕ ЦИРКОНИЯ ПОСЛЕ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ

Исследовался тетрагональный ZrO_2 с ультрадисперсной структурой до и после взрывного нагружения. Получено увеличение количества моноклинной фазы. По профилю рентгеновских дифракционных линий сделано заключение о существовании доменной структуры ферроупругих фаз ZrO_2 и о характере ее изменения при взрыве и последующем отжиге. Показано стабилизирующее влияние добавки 20 % Al_2O_3.

Чистый ZrO_2 существует в трех модификациях: кубической, тетрагональной и моноклинной. Первые две — высокотемпературные фазы ZrO_2, моноклинная стабильна при комнатной температуре. Растворение оксидов ряда металлов (Y, Ce, Mg, Ca и др.) стабилизирует высокотемпературные фазы, подавляя превращение в моноклинную при охлаждении. В качестве стабилизатора обычно используется Y_2O_3. При растворении более 8 % Y_2O_3 (мольные доли) стабильной при комнатной температуре становится кубиче-