

ДЕТОНАЦИЯ СВОБОДНОГО ЗАРЯДА ВЗВЕСИ ЧАСТИЦ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА В ВАКУУМЕ

УДК 534.222.2

С. А. Ждан, Е. С. Прохоров

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

Сформулирована и численно решена задача о детонации свободного цилиндрического заряда вакуум-взвеси частиц унитарного топлива. Получен выход на стационарный детонационный режим. Обсуждаются особенности структуры двумерной зоны реакции и механизм распространения детонационной волны в свободном заряде вакуум-взвеси.

Важной характеристикой любого гомогенного или гетерогенного взрывчатого вещества (ВВ) является критический диаметр самоподдерживающейся детонации [1], понимание природы которого в зарядах твердых ВВ сформулировал Ю. Б. Харитон [2]. В отличие от твердых ВВ [1, 2] и свободных газовых зарядов [3–5] распространение детонации в свободных зарядах газозвесей практически не исследовалось.

Известно [6–8], что структура детонационных волн (ДВ) в газозвесах унитарного топлива качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга. Динамика двумерной ДВ, распространяющейся в газозвеси частиц гексогена в воздухе с переменным распределением плотности частиц, рассмотрена в [9]. В работах [10, 11] в одномерной постановке показана возможность существования в режиме Чепмена — Жуге идеальной ДВ с дисперсной (безударной) структурой в вакуум-взвесах унитарного топлива, скорость которой больше замороженной скорости звука в исходной смеси. Экспериментально дисперсные ДВ в вакууме были обнаружены в [12, 13].

В данной работе исследуется возможность распространения детонационной волны с дисперсной структурой в цилиндрических зарядах вакуум-взвесей конечного размера.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим двумерное нестационарное движение монодисперсных частиц унитарного топлива (далее — топливо) в газе при горении частиц. Сделаем следующие допущения: 1) горение частиц начинается при разогреве их до температуры воспламенения T_{ign} и протекает при этой температуре [6]; 2) продукты реакции — совершенный газ, частицы не сжимаемы; 3) в исходном состоянии частицы взвешены в вакууме, т. е. начальные давление и плотность газовой фазы равны нулю ($p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$).

Уравнения механики двухфазной реагирующей среды [8], описывающие динамику двумерного нестационарного детонационного процесса, в осесимметричной постановке имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_{i,t} + (\rho_i u_i)_x + r^{-1}(\rho_i v_i r)_r &= (-1)^{i+1} j, & n_t + (n u_2)_x + r^{-1}(n v_2 r)_r &= 0, \\ (\rho_i u_i)_t + (\rho_i u_i^2)_x + \alpha_i p_x + r^{-1}(\rho_i u_i v_i r)_r &= (-1)^i (f_x - j u_2), \end{aligned} \quad (1)$$

$$(\rho_i v_i)_t + (\rho_i u_i v_i)_x + r^{-1}(\rho_i v_i^2 r)_r + \alpha_i p_r = (-1)^i (f_r - j v_2),$$

$$(\rho_i \hat{E}_i)_t + [(\rho_i \hat{E}_i + \alpha_i p) u_i]_x + r^{-1}[(\rho_i \hat{E}_i + \alpha_i p) v_i r]_r = (-1)^i (q + f_x u_2 + f_r v_2 - j E_2);$$

$$\hat{E}_i = e_i + (u_i^2 + v_i^2)/2, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1,$$

$$\vec{f} = \frac{n\pi d^2}{8} \rho_1^0 C_D |\vec{u}_1 - \vec{u}_2| (\vec{u}_1 - \vec{u}_2), \quad C_D = \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4,4}{\sqrt{\text{Re}}} + 0,42,$$

$$q = n\pi d \frac{\lambda_1}{c_1} \text{Nu} \left[c_1 (T_1 - T_2) + \text{Pr}^{1/3} \frac{(\vec{u}_1 - \vec{u}_2)^2}{2} \right], \quad \text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

$$j = n\pi d \frac{\lambda_1}{c_1} \text{Nu} \ln \left[1 + \frac{c_1 (T_1 - T_{ign})}{l_2} \right], \quad \text{Re} = \frac{\rho_1^0 |\vec{u}_1 - \vec{u}_2|}{\mu_1}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu_1 c_1}{\lambda_1}.$$

Здесь ρ_i , ρ_i^0 — средняя и истинная плотности, α_i — объемная концентрация, u_i , v_i — компоненты скорости, e_i — удельная энергия, T_i , c_i — температура и удельная теплоемкость i -й фазы ($i = 1, 2$), p — давление, n — число частиц в единице объема, \vec{f} , q , j — интенсивности силового, теплового и массового взаимодействий между фазами, d — диаметр частиц, μ_1 , λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа. Выражение для j соответствует модели газификации [14]. По допущению 1 $j = 0$ при $T_2 < T_{ign}$ и $q = 0$ при $T_2 \geq T_{ign}$.

Дополним систему (1) уравнениями состояния фаз

$$p = \rho_1^0 R T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad e_1 = (c_1 - R) T_1, \quad e_2 = c_2 T_2 + q_2, \quad (2)$$

где R — газовая постоянная; q_2 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы частиц. Введем безразмерные функции $R_i = \rho_i / \rho_{20}$, $U_i = u_i / \sqrt{q_2}$, $V_i = v_i / \sqrt{q_2}$, $E_i = e_i / q_2$, $\theta_i = T_i / T_{ign}$, $C_i = c_i T_{ign} / q_2$, $P = p / (\rho_{20} q_2)$, $J = j x_0 / (\rho_{20} \sqrt{q_2})$, $F_x = f_x x_0 / (\rho_{20} q_2)$, $F_r = f_r x_0 / (\rho_{20} q_2)$, $Q = q x_0 / (\rho_{20} \sqrt{q_2} q_2)$, $N = n / n_0$ и координаты $\tau = t \sqrt{q_2} / x_0$, $\xi = x / x_0$, $\eta = r / x_0$, где x_0 — характерный размер задачи, выбор которого определен ниже.

Пусть в части вакуумированного пространства, а именно в цилиндрической области радиусом $\eta_c = r_c / x_0$, взвешены частицы топлива с однородной объемной концентрацией α_{20} . Причем при $\xi < 0$ взвесь находится в цилиндрической трубе радиусом η_c с жесткими стенками. По трубе слева направо распространяется ДВ в вакуум-взвеси, которая в момент времени $\tau = 0$ достигает открытого конца трубы ($\xi = 0$). Решение о неидеальной ДВ в заряде конечных размеров будем искать методом установления. В качестве начальных данных в трубе зададим одномерное решение [10] для идеальной детонации в вакуум-взвеси. При $\tau > 0$ начинается сверхзвуковой боковой разлет газообразных продуктов из зоны ДВ в вакуумированное пространство. Требуется определить динамику детонационного процесса в свободном цилиндрическом заряде вакуум-взвеси в зависимости от значений радиуса заряда η_c .

Начальные условия задачи в невозмущенной области имеют вид

$$R_1 = 0, \quad P = 0, \quad U_1 = V_1 = 0 \quad (\xi > 0),$$

$$N = 1, \quad R_2 = 1, \quad U_2 = V_2 = 0, \quad \theta_2 = \theta_0 \quad (\xi > 0; 0 < \eta \leq \eta_c), \quad (3)$$

$$N = 0, \quad R_2 = 0 \quad (\xi > 0; \eta > \eta_c).$$

На подвижных границах Γ_k ($k = 1-5$) области решения Ω (рис. 1) ставились следующие

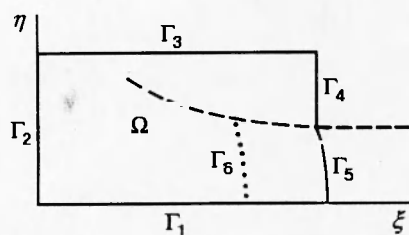


Рис. 1. Расчетная область решения Ω с подвижными границами Γ_k (штриховая линия — внешняя граница взвеси частиц)

граничные условия.

На нижней границе Γ_1 (ось симметрии заряда вакуум-взвеси $\eta = 0$) — условие непротекания газа и дисперсных частиц ($V_1 = V_2 = 0$); на левой границе Γ_2 (движущейся со скоростью воспламенения частиц у оси симметрии), на верхней границе Γ_3 ($\eta = \eta_1 > \eta_c$) и правой границе Γ_4 (в силу сверхзвукового истечения газа в вакуум с поверхности заряда) — снос параметров из области счета; на правой подвижной границе Γ_5 ($\zeta = \zeta_f$; $\eta = \eta_f \leq \eta_c$) — параметры на фронте истекающих во взвесь частиц газов (см. [10]):

$$\begin{aligned} R_{1f} = 0, \quad P_f = 0, \quad \theta_{1f} = \theta_0 + (3 \text{Pr} - \text{Pr}^{1/3}) D_n^2 / (2c_1 T_{ign}), \\ N_f = 1, \quad R_{2f} = 1, \quad U_{2f} = V_{2f} = 0, \quad \theta_{2f} = \theta_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где D_n — нормальная составляющая скорости фронта ДВ.

При заданных термодинамических свойствах фаз решение уравнений (1), (2) с начальными и граничными условиями (3), (4) зависит от трех определяющих параметров: радиуса заряда вакуум-взвеси r_c , диаметра частиц топлива d_0 и начальной массовой концентрации взвеси $\rho_{20} = \alpha_{20} \rho_2^0$. Для разреженных вакуум-взвесей (именно их будем исследовать в дальнейшем) число определяющих параметров в задаче (1)–(4) уменьшается до двух. Действительно, при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но при конечной массовой концентрации частиц ρ_{20} , т. е. для разреженных вакуум-взвесей, система уравнений (1) разделяется на две подсистемы, связанные между собой только через правые части. При выборе аналогично [11] характерного линейного размера задачи (1)–(4) в виде $x_0 = d_0^2 \rho_2^0 \sqrt{q_2} / (18\mu_{10})$ ее решение с точностью до членов $O(\alpha_{20})$ зависит от двух параметров: $K = \rho_{20} d_0 \sqrt{q_2} / (18\mu_{10})$ и безразмерного радиуса заряда $\eta_c = r_c / x_0$. Таким образом, в безразмерных переменных один вариант расчета динамики детонационного процесса с фиксированным параметром K дает множество решений с различными значениями ρ_{20} и d_0 , удовлетворяющими условию $\rho_{20} d_0 = \text{const}$.

Задача (1)–(4) решалась численно. Для интегрирования подсистемы уравнений, описывающих течение газовой фазы, применялась схема второго порядка точности Годунова — Колгана в подвижных сетках [15, 16] с выделением переднего фронта ДВ (Γ_5) и поверхности воспламенения частиц (Γ_6) (см. рис. 1). Уравнения, описывающие движение частиц топлива, решались методом интегрирования «вверх по потоку».

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Рассмотрим монодисперсную взвесь частиц унитарного топлива (нитрогликоля) с термодинамическими свойствами фаз [17]: $\rho_2^0 = 1550 \text{ кг/м}^3$, $q_2 = 1,993 \text{ МДж/кг}$, $T_{ign} = 473 \text{ К}$, $l_2 = 0,4 \text{ МДж/кг}$, $c_1 = 1675 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $c_2 = 1465 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\gamma = c_1 / (c_1 - R) = 1,2435$,

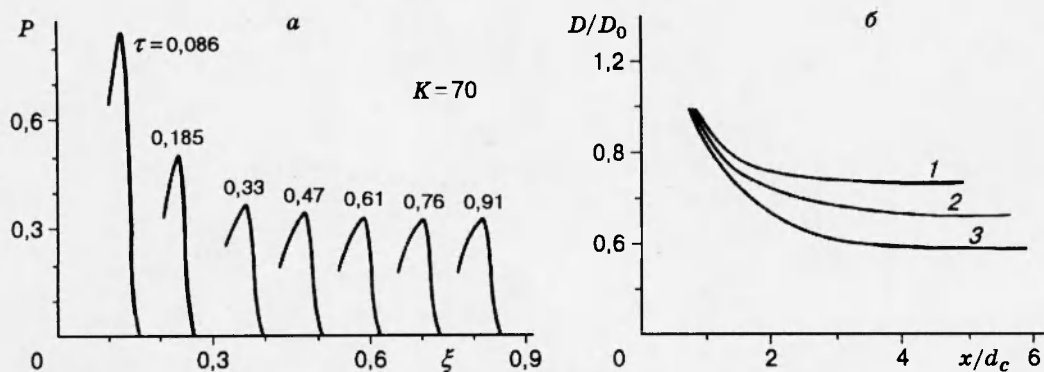


Рис. 2. Динамика профиля давления (а) и скорости детонационной волны (б) в свободном заряде вакуум-взвеси ($K = 70$)

$\mu_{10} = 1,73 \cdot 10^{-5}$ кг/(м·с), $\lambda_{10} = 3,607 \cdot 10^{-2}$ кг·м/(с³·К). Учтем зависимость коэффициентов вязкости и теплопроводности газа от температуры: $\mu_1 = \mu_{10}(T_1/300)^{0,7}$, $\lambda_1 = \lambda_{10}(T_1/300)^{0,7}$. В исходном состоянии $p_0 = 0$, $\rho_{i0}^0 = 0$, $T_{20} = 300$ К. При указанных значениях данных для конденсированной (к-фазы) и газовой фаз проведены расчеты двумерной нестационарной задачи (1)–(4), в которых варьировались параметры η_c и K .

Динамика профиля давления P в зоне реакции ($\eta_c = 0,0795$) и скорости нестационарной ДВ на оси заряда ($\eta = 0$) вакуум-взвеси при $K = 70$ представлены на рис. 2. На начальной стадии (пока звуковые возмущения от свободной границы заряда не достигли оси симметрии) скорость фронта ДВ на оси постоянна и равна скорости идеальной детонации Чепмена — Жуге в вакуум-взвеси частиц нитрогликоля $D_0 = 1604$ м/с, а колоколообразный профиль давления ($\tau = 0,086$; $P_{\max} \simeq 0,82$) повторяет профиль давления в зоне реакции стационарной идеальной ДВ в вакуум-взвеси [10]. Затем давление на оси заряда начинает монотонно уменьшаться (зона энерговыделения — расширяться) и, как видно из рис. 2, а, со временем выходит на новый стационарный колоколообразный профиль давления ($P_{\max} \simeq 0,32$), соответствующий данному радиусу заряда η_c .

На рис. 2, б приведены скорости нестационарной ДВ D/D_0 вдоль оси заряда в зависимости от безразмерного расстояния $X = x/d_c$ ($d_c = 2r_c$) для значений $\eta_c = 0,0795$ (1), 0,053 (2) и 0,03 (3). Видно, что при $X > 0,8$ скорость нестационарной ДВ начинает монотонно убывать, причем ее динамика в свободном заряде вакуум-взвеси зависит от величины параметра η_c , а на расстоянии $X = 4-5$ (т. е. на 4–5 диаметрах заряда) ДВ выходит на самоподдерживающийся детонационный режим с постоянной скоростью $D_{st} = D(\eta_c) < D_0$, зависящей от η_c . В результате численного решения задачи (1)–(4) установлено, что при данных значениях параметров η_c и K задачи возможно распространение стационарной ДВ в свободном заряде вакуум-взвеси. Ответить на вопрос, почему неидеальная детонация распространяется в самоподдерживающемся режиме, позволяет анализ структуры двумерной зоны реакции ДВ.

На рис. 3 представлены изобары (а), изохоры газа (б) и частиц (в), а также линии $M = \text{const}$ (г), где $M = U/a$ ($U = [(u_1 - D_{st})^2 + v_1^2]^{0,5}$ — модуль скорости газовой фазы в системе координат фронта волны; $a = (\gamma p/\rho_1)^{0,5}$ — скорость звука в газе), в зоне реакции неидеальной ДВ ($K = 70$, $\eta_c = 0,053$), распространяющейся со скоростью $D_{st}/D_0 = 0,52$. Видно, что в свободном заряде передний фронт ДВ Γ_5 и граница зажигания частиц топ-

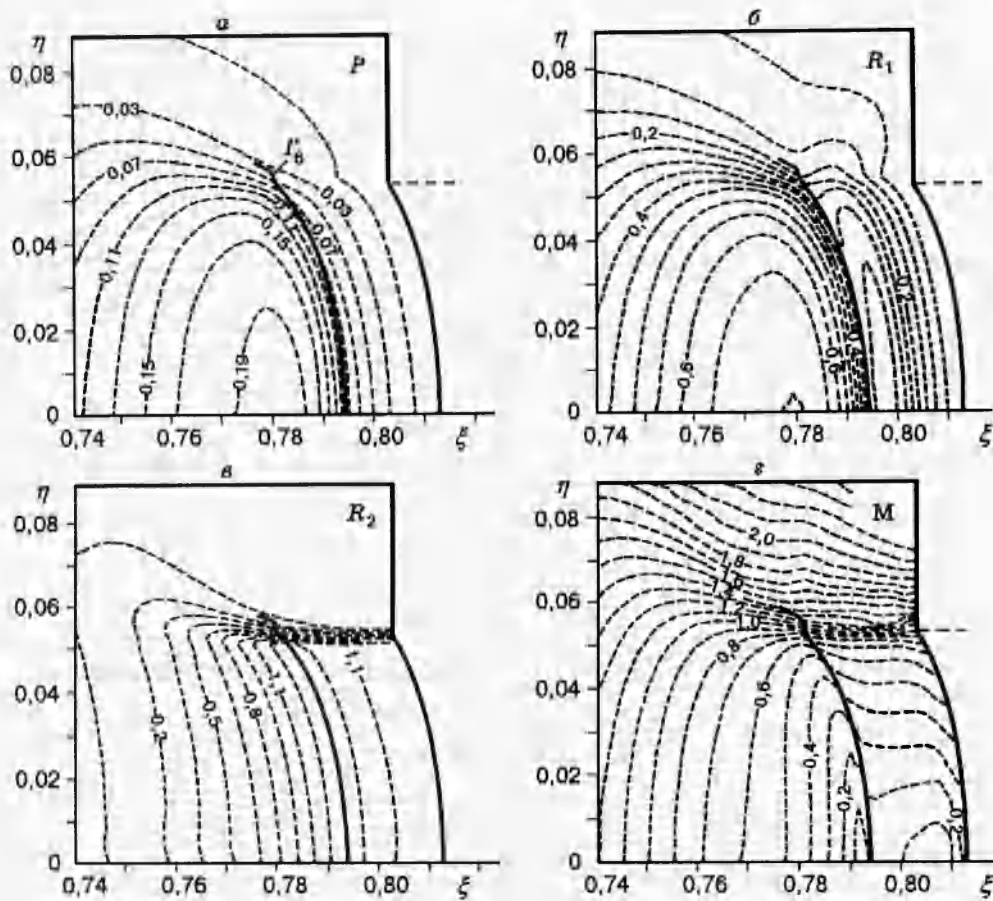


Рис. 3. Структура двумерной зоны реакции стационарной неидеальной ДВ; $K = 70$, $\eta_c = 0,053$, $D_{st} = 0,52D_0$

лива Γ_6 (где $T_2 = T_{ign}$) выпуклы в направлении распространения детонации. Из рис. 3 следует, что давление и плотность газа при удалении от переднего фронта ДВ (вдоль любой прямой $\eta = \text{const}$) вглубь зоны реакции ведут себя немонотонно: сначала растут от нулевых значений, достигают в зоне энерговыделения (левее линии Γ_6) максимума, а затем уменьшаются. Абсолютный максимум ($P_{\text{max}} = 0,198$, $R_{1,\text{max}} = 0,701$) наблюдается на оси симметрии, причем вдоль любого луча, выходящего из точки P_{max} , давление — монотонно убывающая функция. Расчет показывает, что разлет газообразных продуктов из зоны горения происходит не только в боковом направлении, но и вперед, к фронту волны, обеспечивая прогрев и поджигание частиц топлива по конвективному механизму. По терминологии работы [2] детонация в вакуум-взвесах осуществляется по *баллистическому* механизму, при котором химическое превращение в ДВ происходит путем сгорания отдельных частиц к-фазы.

Рассмотрим теперь изохоры частиц R_2 (см. рис. 3, в). За фронтом ДВ наблюдается постепенное (из-за инерционности к-фазы) расширение цилиндрического облака частиц топлива, причем в зоне прогрева (между Γ_5 и Γ_6) оно уплотняется до значений $R_2 \simeq 1,37$, слабо увеличивая свой радиус, а в зоне горения (левее Γ_6) радиус облака к-фазы увеличивается до 1,5 раз, причем по мере выгорания частиц плотность R_2 уменьшается до нуля. Различия в поведении газовой и к-фаз в зоне реакции связаны с двухскоростными

Зависимость параметров детонации от радиуса заряда η_c

η_c	D_{st}/D_0	P_{\max}	$R_{1\max}$	$\theta_{1\max}$	$R_{2\max}$	$\frac{l_{st}}{l_{CJ}}$	$\frac{\tau_{st}}{\tau_{CJ}}$	$\frac{l_{st}^*}{l_{CJ}}$	λ_d
0,03	0,35	0,097	0,358	3,64	1,502	1,09	3,11	0,42	1,03
0,036	0,416	0,128	0,466	3,82	1,485	1,20	2,89	0,40	1,13
0,053	0,52	0,198	0,701	4,19	1,366	1,27	2,44	0,36	1,57
0,0795	0,667	0,322	1,066	4,42	1,302	1,33	2,00	0,31	2,25
0,106	0,745	0,412	1,314	4,68	1,247	1,34	1,80	0,28	2,98

эффектами в двухфазной среде, которые не наблюдаются в односкоростных реагирующих средах [1–5].

Ответ на вопрос о самоподдерживаемости режима дает рис. 3,г. Видно, что в области решения Ω существует приходящая на фронт ДВ звуковая линия ($M = 1$), которая отделяет дозвуковое течение внутри зоны реакции от сверхзвукового, реализующегося в конце зоны и на периферии свободного заряда вакуум-взвеси. Сравнение данных рис. 3,в,г показывает, что определенная часть к-фазы выгорает в сверхзвуковой области течения. Итак, при прохождении от среза трубы нестационарной ДВ (ослабевающей из-за бокового разлета частиц топлива и газообразных продуктов) расстояния $\simeq 4$ –5 диаметров свободного заряда в зоне реакции двухфазной ДВ формируется стационарное (в системе координат фронта волны) дозвуковое ядро, в котором устанавливается равновесие между теплоприходом и энергетическими потерями.

Рассмотрим зависимость параметров детонации и ширины зоны реакции от радиуса заряда η_c . Некоторые расчетные данные при $K = 70$ представлены в таблице. Видно, что с уменьшением радиуса заряда η_c скорость самоподдерживаемой ДВ D_{st} , максимальные давление P_{\max} , плотность $R_{1\max}$, температура $\theta_{1\max}$ газа и ширина зоны реакции на оси l_{st}/l_{CJ} уменьшаются, а максимальная плотность к-фазы $R_{2\max}$, время химического превращения $\tau_{st}/\tau_{CJ} = (l_{st}/l_{CJ})/(D_{st}/D_0)$ и ширина зоны прогрева частиц на оси l_{st}^*/l_{CJ} увеличиваются. Здесь l_{CJ} — ширина зоны реакции идеальной ДВ в вакуум-взвеси ($l_{CJ}/x_0 = 0,053$ при $K = 70$).

В двухфазной двухскоростной смеси ДВ может распространяться и при значениях относительных диаметров свободного заряда $\lambda_d = d_c/l_{st} \simeq 1$ (см. таблицу), что не характерно для гомогенных зарядов [1–5]. На первый взгляд, это противоречит критерию Харитона [2]: $d_c/a > \tau_{st}$ (a — скорость звука в продуктах взрыва), который, используя связь $\tau_{st} = l_{st}/D_{st}$, можно переписать в эквивалентном виде $\lambda_d = d_c/l_{st} > a/D_{st} > 1$. Последнее неравенство следует из наших расчетов в вакуум-взвесах (например, при $\eta_c = 0,03$ величина $a/D_{st} = 1,37$).

Заметим, что в первоначальной формулировке условие устойчивого распространения детонации в свободных зарядах [2] имело вид

$$\tau_0 > \tau_{st}, \quad (5)$$

где τ_0 — время разбрасывания исходного взрывчатого вещества в зоне ДВ. Ясно, что в двухскоростных газозвзвесах унитарного топлива время разбрасывания исходного топлива $\tau_0 \simeq d_c/v_2$ (v_2 — поперечная массовая скорость частиц топлива на периферии заряда) и время расширения и разлета газообразных продуктов $\tau_1 \simeq d_c/a$ не одно и то же. По-

сколькxу $v_2 < a$, то $\tau_0 > \tau_1$. Условие Харитона (5) позволяет для вакуум-взвесей получить неравенство

$$\lambda_d = d_c/l_{st} > v_2/D_{st}. \quad (6)$$

Так как реальные значения отношения скоростей $v_2/D_{st} < 0,3$, то расчетные значения из таблицы не противоречат условию (6) устойчивого распространения детонации в свободных зарядах.

Подобие размерных решений для детонации свободных зарядов разреженных вакуум-взвесей при фиксированных значениях безразмерных параметров K и η_c означает, что при увеличении (уменьшении) диаметра частиц топлива d_0 в n раз и соответствующем уменьшении (увеличении) плотности заряда ρ_{20} также в n раз, размерный диаметр свободного заряда d_c увеличивается (уменьшается) в n^2 раз. Например, для частиц нитрогликоля при $K = 70$, $\eta_c = 0,03$ ($D_{st} = 0,35D_0$) получено

d_0 , мкм	ρ_{20} , кг/м ³	d_c , м
10	1,55	0,042
31,6	0,5	0,42
100	0,155	4,2

Получить стационарное численное решение при значении радиуса заряда $\eta_c = 0,02$ не удалось, поскольку скорость ДВ и параметры в зоне реакции монотонно уменьшались со временем. Анализ показал, что при $\eta_c = 0,02$ в области решения Ω линия Маха $M = 1$ «отрывается» от фронта ДВ и у правой вертикальной границы счетной области Γ_4 (выше края свободного заряда) формируется дозвуковая зона ($M < 1$). Но в этом случае, ставить условие сверхзвукового потока на границе Γ_4 некорректно. Таким образом, при $D_{st} \leq D_0/3$ из-за возможного отрыва линии Маха $M = 1$ от фронта ДВ нужно учитывать движение границы Γ_4 со скоростью разлетающегося в вакуум газа, что выходит за рамки данной работы.

Выше при фиксированном значении $K = 70$ исследована динамика детонационного процесса в свободном заряде вакуум-взвеси в зависимости от его радиуса η_c . Так как в задаче (1)–(4) два независимых параметра (η_c и K), то скорость детонации должна быть двухпараметрической функцией определяющих параметров: $D_{st} = D_{st}(\eta_c, K)$. Рассмотрим влияние параметра K на скорость самоподдерживающегося детонационного процесса D_{st} . Физический смысл варьирования K (при фиксированном диаметре частиц топлива d_0) означает варьирование начальной плотности ρ_{20} заряда вакуум-взвеси. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Видно, что с увеличением η_c и K значение D_{st} монотонно растет, приближаясь к скорости идеальной детонации D_0 . Найденная зависимость $D_{st} = D_{st}(\eta_c, K)$ показывает, что разуплотнение заряда вакуум-взвеси при сохранении его линейной массы приводит к увеличению скорости самоподдерживающегося детонационного процесса. Действительно, рассмотрим при фиксированном диаметре частиц топлива d_0 заряд 1 (диаметр d_c , плотность ρ_{20}) и заряд 2 (диаметр nd_c , плотность ρ_{20}/n^2). Масса обоих зарядов на единицу длины одинакова: $m_1 = m_2 = \pi d_c^2 \rho_{20}/4$. Тогда из данных рис. 4 следует, что в разуплотненном заряде 2 вакуум-взвеси скорость детонации D_{st} будет больше, чем в исходном заряде 1.

Покажем, что результаты расчетов стационарной скорости детонации допускают обобщение и могут быть представлены в виде однопараметрической зависимости. Действительно, неидеальная ДВ, распространяющаяся по свободному заряду диаметром d_c ,

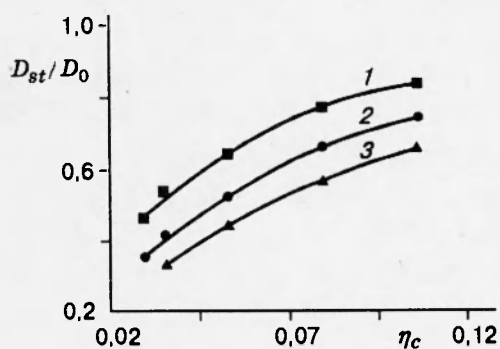


Рис. 4

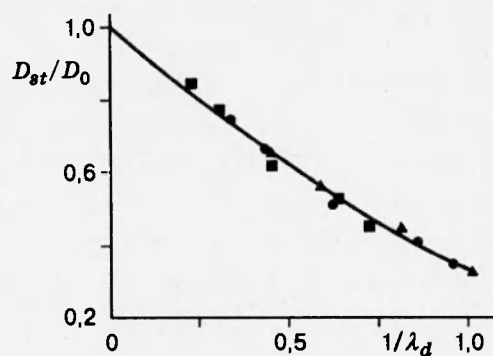


Рис. 5

Рис. 4. Зависимость скорости детонации от безразмерных параметров K и η_c :
 $K = 225$ (1), 70 (2) и $22,5$ (3)

Рис. 5. Универсальная зависимость скорости неидеальной детонации D_{st}/D_0 от относительного диаметра заряда $\lambda_d = d_c/l_{st}$

имеет характерный размер — ширину зоны реакции l_{st} . Рассмотрим зависимость скорости от отношения $d_c/l_{st} = \lambda_d$, т. е. от относительного диаметра заряда. На рис. 5 приведены расчетные значения D_{st}/D_0 в зависимости от $1/\lambda_d$. Видно, что значения D_{st} при различных η_c и K группируются вдоль единой кривой $D_{st} = D(\lambda_d)$, которую при $\lambda_d > 1$ с точностью $\pm 1\%$ можно аппроксимировать зависимостью $D_{st}/D_0 = (1 - 0,43/\lambda_d)^2$. Таким образом, при различных плотностях ρ_{20} , диаметрах заряда d_c и диаметрах частиц топлива d_0 (по крайней мере, в диапазоне безразмерных параметров $22,5 < K < 225$ и $0,03 < \eta_c < 0,106$) стационарная скорость неидеальной детонации D_{st} в свободном цилиндрическом заряде вакуум-взвеси зависит только от одного параметра: отношения ширины зоны реакции к диаметру заряда.

Итак, по модели двухфазной, двухскоростной и двухтемпературной среды решена задача о динамике выхода неидеальной детонационной волны в свободном заряде горючей пылевзвеси в вакууме на самоподдерживающийся детонационный режим при $\lambda_d > 1$, получена структура (с дозвуковым ядром) двумерной зоны реакции. Установлено, что детонация осуществляется по *баллистическому* механизму с непрерывным вдувом газообразных продуктов из зоны горения в зону релаксации дисперсной волны. Определена зависимость скорости неидеальной детонации от относительного диаметра свободного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
2. Харитон Ю. Б. О детонационной способности взрывчатых веществ // Вопросы теории взрывчатых веществ. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1947. Кн. 1. С. 7–28.
3. Васильев А. А. О критическом диаметре детонации газовых смесей // Физика горения и взрыва. 1982. Т. 18, № 3. С. 98–104.

4. **Васильев А. А., Зак Д. В.** Детонация газовых струй // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22, № 4. С. 82–88.
5. **Борисов А. А., Михалкин В. Н., Хомик С. В.** Детонация газообразных смесей в свободном цилиндрическом заряде // Докл. АН СССР. 1987. Т. 296, № 1. С. 88–91.
6. **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.
7. **Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И.** Структура детонационных волн в газовзвесах унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 5. С. 47–53.
8. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
9. **Eidelman Sh., Yang X.** Detonation wave propagation in combustible mixtures with variable particle density distributions // Dynamic Aspects of Explosion Phenomena. Progress in Astronautics and Aeronautics. / A. L. Kuhl et al. (eds.) 1993. V. 154. P. 228–251.
10. **Ждан С. А.** Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 109–115.
11. **Ждан С. А.** Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 136–142.
12. **Пинаев А. В., Лямин Г. А.** Низкоскоростная детонация ВВ в вакуумированной пористой среде // Докл. РАН. 1992. Т. 325, № 3. С. 498–501.
13. **Митрофанов В. В., Бакиров И. Т.** Детонация взвеси частиц чувствительного ВВ в вакууме // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 122–124.
14. **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.
15. **Годунов С. К., Забродин А. В. и др.** Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
16. **Колган В. П.** Применение принципа минимальных значений производной к построению конечно-разностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики // Учен. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3, № 6. С. 68–77.
17. **Беляев А. Ф.** О горении нитрогликоля // Журн. физ. химии. 1940. Т. 14, № 8. С. 1009–1025.

Поступила в редакцию 21/III 1995 г.
