

5. Александров Е. И., Сериков Л. В. Исследование механизма инициирования азидов тяжелых металлов импульсным излучением электронов // Диелектрики в экстремальных условиях: Тез. докл. VI Всесоюз. конф. по физике диэлектриков.— Томск, 1988.— С. 86—87.
6. Вавилов В. С. Действие излучения на полупроводники.— М.: Физматгиз, 1963.
7. Виллюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкостей.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. Байзитов Р. М., Ибрагимов М. И., Хайбуллин И. Б. Методы расчетов температурных полей при импульсном световом облучении полупроводниковых ионно-легированных слоев.— Казань: КФТИ, 1981.— Деп. в ВИНТИ 29.09.81. № 4716-81.
10. Рябых С. М., Карабукаев К. Ш. Кинетика взрывного разложения азидов серебра и свинца, иницируемого импульсами электронов // Радиационно-стимулированные явления в твердых телах.— Свердловск: УПИ, 1988.— С. 51—55.

г. Кемерово

Поступила в редакцию 24/IV 1992

УДК 534.222.2

С. А. Ждан

ИНИЦИИРОВАНИЕ РАСХОДЯЩЕЙСЯ ДЕТОНАЦИИ В ВАКУУМЕ С ЧАСТИЦАМИ УНИТАРНОГО ТОПЛИВА

Сформулирована и численно решена задача о безударном инициировании сферической и цилиндрической детонации в вакууме с частицами унитарного топлива. Обсуждается динамика и особенности формирования зоны реакции расходящихся детонационных волн с дисперсной структурой. Определены критические энергии инициирования в зависимости от величины подводимой извне энергии и размеров области ее выделения.

В работах [1—3] показано, что структура детонационных волн (ДВ) в газовзвесах унитарного топлива качественно соответствует модели Зельдовича — Неймана — Деринга, и волн с дисперсной структурой в режиме Чепмена — Жуге не существует. Однако в [4] получено решение с дисперсной структурой для стационарной ДВ в вакууме с частицами унитарного топлива, в котором вместо ударного скачка — контактный разрыв со скачком температуры газа и непрерывным давлением, а зона ДВ состоит из релаксационной волны сжатия с контактным разрывом в плоскости воспламенения и примыкающей к ней зоны горения частиц. В отличие от общепринятых представлений (см. [3]) скорость дисперсной ДВ в вакуум-взвеси оказывается больше равновесной и замороженной скоростей звука в исходной смеси. Динамика формирования зоны реакции плоской нестационарной ДВ с дисперсной структурой в вакуум-взвеси и выход ее на стационарный режим детонации рассмотрены в [5]. Показано, что при зажигании топлива в газовзвеси образуется состоящая из одних и тех же молекул газа и проникаемая для частиц газовая пробка, которая выталкивается продуктами сгорания в вакуум-взвесь, формируя в двухфазной среде плоскую релаксационную волну сжатия.

В данной работе численно решена задача об инициировании конечным объемом газа с высокими давлением и температурой расходящихся ДВ (сферических или цилиндрических) в вакууме с частицами унитарного топлива. Показано, что при определенных условиях можно синциировать в вакуум-взвеси расходящуюся дисперсную ДВ, причем газовая пробка в зоне релаксации расходящейся волны подпитывается вздувом газообразных продуктов из зоны горения частиц. Получена в зависимости от величины подводимой извне энергии динамика срыва или

© С. А. Ждан, 1993.

выхода расходящейся ДВ на самоподдерживающийся режим. Определены критические энергии инициирования сферической и цилиндрической детонации.

Постановка задачи

Рассмотрим одномерное нестационарное движение монодисперсных частиц унитарного топлива (далее — топливо) в газе при горении частиц. Сделаем следующие допущения: 1) химическая реакция горения частиц начинается при разогреве их до температуры воспламенения (T_{ign}) и протекает при этой температуре [1]; 2) продукты реакции — калорически совершенный газ, частицы несжимаемы; 3) в исходном состоянии частицы взвешены в вакууме, т. е. начальные давление и плотность газовой фазы равны нулю ($p_0 = 0$, $\rho_{i0}^0 = 0$).

Уравнения механики двухфазной реагирующей среды [3], описывающие динамику процесса, имеют вид

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial (\rho_i u_i x^\nu)}{\partial x} = (-1)^{i+1} j,$$

$$\frac{\partial (\rho_i u_i)}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial (\rho_i u_i^2 x^\nu)}{\partial x} + \alpha_i \frac{\partial p}{\partial x} = (-1)^i (f - j u_i), \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_i H_i)}{\partial t} + \frac{1}{x^\nu} \frac{\partial \left[\rho_i u_i \left(H_i + \frac{p}{\rho_i^0} \right) x^\nu \right]}{\partial x} = (-1)^i (q + f u_i - j H_i);$$

$$H_i = e_i + u_i^2/2, \quad \rho_i = \alpha_i \rho_i^0, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1,$$

$$f = \frac{n \pi d^2}{4} \rho_1^0 C_D \frac{|u_1 - u_2| (u_1 - u_2)}{2}, \quad C_D = \frac{24}{Re} + \frac{4,4}{\sqrt{Re}} + 0,42,$$

$$q = n \pi d \frac{\lambda_1}{c_1} Nu \left[c_1 (T_1 - T_2) + Pr^{1/3} \frac{(u_1 - u_2)^2}{2} \right], \quad Nu = 2 + 0,6 Re^{1/2} Pr^{1/3},$$

$$j = n \pi d \frac{\lambda_1}{c_1} Nu \ln \left[1 + \frac{c_1 (T_1 - T_{ign})}{l_2} \right], \quad Re = \frac{\rho_1^0 d |u_1 - u_2|}{\mu_1}, \quad Pr = \frac{\mu_1 c_1}{\lambda_1}.$$

Здесь ρ_i , ρ_i^0 , α_i , u_i , e_i , T_i , c_i ($i = 1, 2$) — средняя и истинная плотности, объемная концентрация, скорость, удельная энергия, температура и удельная теплоемкость i -й фазы; p — давление, n — число частиц в единице объема; f , q , j — интенсивности силового, теплового и массового взаимодействия между фазами; d — диаметр частиц; μ_1 , λ_1 — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа; $\nu = 1, 2$ для цилиндрической и сферической геометрии. Выражение для j соответствует модели газификации [6]. 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

$$p = \rho_1^0 R T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad (2)$$

$$e_1 = (c_1 - R) T_1, \quad e_2 = c_2 T_2 + q_2,$$

где R — газовая постоянная; q_2 — тепловой эффект химических реакций на единицу массы частиц. Введем следующие безразмерные функции:

$$R_i = \rho_i / \rho_{20}, \quad U_i = u_i / \sqrt{q_2}, \quad E_i = e_i / q_2, \quad \Theta_i = T_i / T_{ign}, \quad C_i = c_i T_{ign} / q_2 \quad (i = 1, 2),$$

$$P = p / \rho_{20} q_2, \quad J = j x_0 / \rho_{20} \sqrt{q_2}, \quad F = f x_0 / \rho_{20} q_2, \quad Q = q x_0 / \rho_{20} \sqrt{q_2} q_2$$

и координаты $\tau = t \sqrt{q_2} / x_0$, $\xi = x / x_0$, где x_0 — характерный размер задачи.

Пусть в момент времени $\tau = 0$ в объеме радиусом ξ_0 из-за подвода извне энергии с плотностью энергии на единицу массы взвеси Q_0 мгновенно сгорают частицы топлива, т. е. образуется конечная область ($0 < \xi < \xi_0$) газообразных продуктов с высокими давлением и температурой, при разлете которых в зависимости от значений величин ξ_0 и Q_0

запускается расходящаяся ДВ в вакуум-взвеси либо происходит ее срыв и затухание. Начальные условия задачи при $\tau = 0$ имеют вид

$$R_1 = 0, P = 0, U_1 = U_2 = 0, R_2 = 1, \Theta_1 = \Theta_2 = \Theta_0 \quad (\xi_0 < \xi < \infty),$$

$$R_1 = 1, P = (\gamma - 1)(1 + C_2\Theta_0 + q_0), U_1 = 0 \quad (0 < \xi < \xi_0). \quad (3)$$

Здесь $q_0 = Q_0/q_2$. При $\tau > 0$ в инициирующий объем распространяется волна разрежения, при $\xi = \xi_0$ на начальной стадии имеем критический режим истечения

$$U_1 = C_{кр} = 2\sqrt{\gamma(\gamma-1)/(\gamma+1)}, \quad R_{кр} = (2/(\gamma+1))^{2/\gamma-1}, \quad P_{кр} = (\gamma-1)R_{кр}^\gamma,$$

а в область $\xi > \xi_0$ начинается сверхзвуковое истечение газа с переменной скоростью \mathcal{D} во взвесь частиц топлива в вакууме.

Граничные условия при $\xi = 0$:

$$U_1(\tau, 0) = 0 \quad (\tau > 0),$$

на фронте истекающих газов (см. [4]) при $\xi = \xi_f$

$$R_{1f} = 0, P_f = 0, \Theta_{1f} = \Theta_0 + (3Pr - Pr^{1/3})\mathcal{D}^2/2c_1T_{ign}. \quad (4)$$

Известно [7], что в плоском случае симметрии и без частиц задача автомодельна, а скорость фронта истекающих в вакуум газов постоянна.

Результаты расчетов

Рассмотрим монодисперсную взвесь частиц унитарного топлива с термодинамическими свойствами параметров фаз [8]: $\rho_0^0 = 1550$ кг/см³, $q_2 = 1,993$ МДж/кг, $T_{ign} = 473$ 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/(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 $p_0 = 0$, $\rho_{10}^0 = 0$, $T_0 = 0$.

При фиксированных термодинамических свойствах фаз и геометрии задачи решение уравнений (1), (2) зависит от двух параметров: начальной массовой концентрации частиц $\rho_{20} = \alpha_{20}\rho_2^0$ и их диаметра d_0 . Из анализа безразмерных уравнений (1) следует, что при малой объемной ($\alpha_{20} \ll 1$), но при конечной массовой концентрации частиц ρ_{20} , при выборе в качестве линейного размера величины $x_0 = d_0^2\rho_2^0\sqrt{q_2}/18\mu_{10}$, решение нестационарной задачи с начальными данными (3) и граничными условиями (4) с точностью до членов $O(\alpha_{20})$ зависит от одной постоянной $K = \rho_{20}d_0\sqrt{q_2}/18\mu_{10}$. Поэтому в безразмерных переменных один вариант расчета динамики процесса с фиксированным параметром K дает множество решений с различными значениями ρ_{20} и d_0 , удовлетворяющими условию $\rho_{20} \cdot d_0 = \text{const}$.

При указанных значениях параметров фаз проведена серия расчетов, в которых изменялись плотность подводимой в инициирующий объем энергии q_0 , радиус объема ξ_0 , параметр K , геометрия задачи. На рис. 1 приведены типичные зависимости скорости сферического ($v = 2$) фронта истекающих газов $D = \mathcal{D}/\sqrt{q_2}$ от времени τ ($K = 25$, $\xi_0 = 0,1$) для докритического (кривые 3, 4) и сверхкритического (кривые 1, 2) режимов. На начальной стадии истечения скорость фронта монотонно убывает. Если подводимая извне энергия q_0 больше критического значения q_* , то скорость фронта проходит через минимум и затем начинает медленно расти, приближаясь со временем к скорости стационарной детонации Чепмена — Жуге D_J (штриховая линия). При $q_0 < q_*$ происходит «срыв» волны и ее затухание. Даже наличие локального максимума скорости из-за воспламенения и последующего горения частиц топлива не может предотвратить «срыв» волны. Согласно результатам расчетов, значение скорости «срыва» сферической ДВ в вакуум-взвеси находится в диапазоне $0,34 < D_*/D_J < 0,37$.

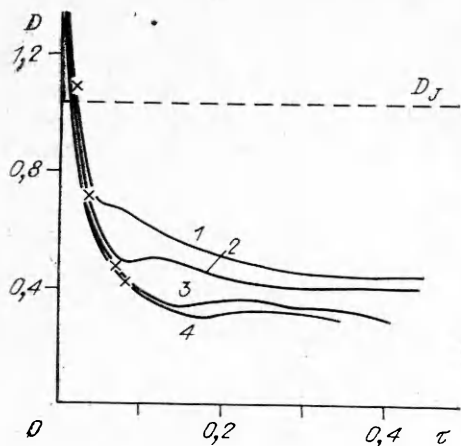


Рис. 1. Зависимость скорости сферического фронта истекающих газов D от времени τ .
 q_0 : 1—2, 2—1, 3—0,375, 4—0,25; точки — момент зажигания частиц топлива.

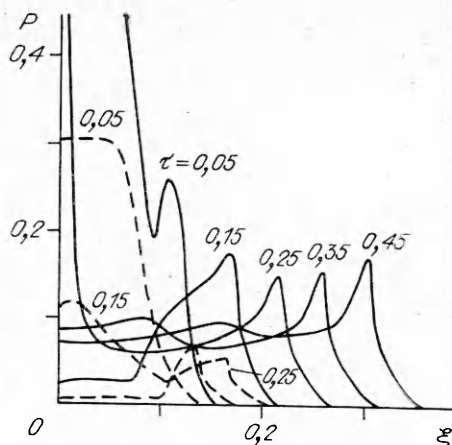


Рис. 2. Динамика профилей давления P на ранней стадии процесса инициирования сферической детонации в вакуум-взвеси ($K = 7, \nu = 2$) для сверхкритического ($q_0 = 2$) и докритического ($q_0 = 0,25$) режимов инициирования сферической детонации вакуум-взвеси ($K = 7, \nu = 2$).

На рис. 2 представлена динамика профилей давления P на ранней стадии процесса инициирования сферической детонации в вакуум-взвеси для сверхкритического (сплошные линии) и докритического (штриховые) режимов. До момента зажигания частиц на границе двухфазной среды профили давления и плотности газа монотонно убывают. После воспламенения в смеси формируется очаг горения частиц, из которого происходит вдув продуктов сгорания топлива в газовую фазу. Газовая пробка, состоящая из молекул газа, вытекшего из области инициирования до момента зажигания частиц топлива, выталкивается продуктами сгорания в вакуум-взвесь, формируя в двухфазной среде релаксационную волну сжатия. При достаточной интенсивности энерговыделения в зоне горения (сверхкритический режим) пик давления в сферической волне сжатия проходит в момент времени $\tau \approx 0,25$ через минимум и затем начинает монотонно расти. При недостаточной интенсивности энерговыделения в зоне горения или его отсутствии (докритический режим) давление в расходящейся волне сжатия (см. рис. 2) убывает со временем, приводя к затуханию нестационарной волны.

Особенность структуры плоской ДВ в вакуум-взвеси [5] состоит в том, что продукты сгорания топлива толкают перед собой со скоростью детонации газовую пробку постоянной массы и ширины. Для цилиндрической или сферической геометрии задачи ($\nu = 1, 2$) в силу дивергенции потока это невозможно, так как в противном случае в структуре волны должна со временем уменьшаться ширина зоны теплового прогрева частиц. Расходящаяся нестационарная ДВ справляется с этим противоре-

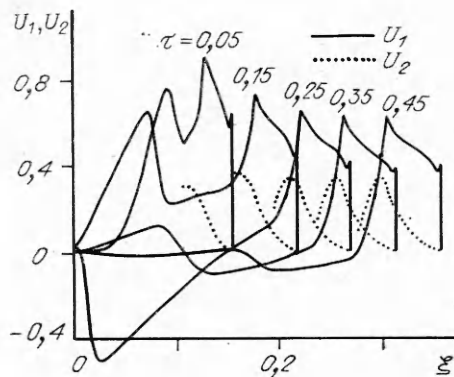


Рис. 3. Динамика профилей скорости газа U_1 и частиц U_2 при инициировании сферической детонации ($q_0 = 2, \nu = 2, K = 7$).

чем просто, осуществляя дополнительный вдув газообразных продуктов из зоны горения в зону теплового прогрева частиц. Обсуждаемый факт проиллюстрирован на рис. 3, где изображены в указанные моменты времени τ профили массовой скорости газа U_1 и скорости частиц U_2 в сферической волне при сверхкритическом режиме инициирования. Излому в профиле U_1 соответствует координата поверхности зажигания частиц. Видно, что в зоне тепловой релаксации массовая скорость газа в отличие от плоской ДВ не постоянна и имеет отрицательный градиент. Причем в точке зажигания частиц она больше и скорости волны, и фазовой скорости движения поверхности воспламенения частиц. А это означает, что осуществляется вдув газообразных продуктов в зону теплового прогрева частиц.

Проведенные расчеты и их анализ позволяют утверждать, что для расходящихся (цилиндрических или сферических) ДВ в вакуум-взвеси механизмом поддержки детонации является непрерывный вдув газообразных продуктов из зоны горения в зону релаксации дисперсной волны.

Критические энергии инициирования

Установленная при численном моделировании принципиальная возможность инициирования расходящейся дисперсной ДВ в вакуум-взвеси позволяет приступить к определению критических энергий инициирования. Ясно, что возбуждение ДВ в вакуум-взвеси зависит от интенсивности и длительности инициирующего импульса. Полная безразмерная энергия $W = (\nu + 1)w / (\sigma_\nu x_0^{\nu+1} q_2 \rho_{20})$, заключенная в инициирующем объеме радиусом ξ_0 , определяется из выражения

$$W = W_0 + W_1, \quad (5)$$

где $W_0 = V_0(1 + C_2\theta_0)$ — начальная, включающая потенциальную химическую, энергия в объеме V_0 ; $W_1 = V_0 q_0$ — вводимая извне энергия в инициирующий объем; $\sigma_\nu = 2\nu\lambda + (\nu - 1)(\nu - 2)$; $V_0 = \xi_0^{\nu+1}$. Из (5) следует, что при фиксированном значении параметра K критическая энергия инициирования W^* зависит от радиуса объема ξ_0 , плотности подводимой извне энергии q_0 и геометрии задачи ν . Для ее определения проведена серия расчетов при $K = 7$, в которых варьировались V_0 , q_0 и ν . Заметим, что начальные данные задачи (3) в области инициирования соответствуют мгновенному взрыву в постоянном объеме V_0 . Расчеты показали, что при $\xi_0 > \xi_* = 0,5(\nu + 0,5)\xi_J$ внешний подвод энергии не нужен ($W_1 = 0$), поскольку химической энергии q_2 , выделившейся при мгновенном взрыве в V_0 , достаточно для запуска сферической или цилиндрической ДВ в вакуум-взвеси. Здесь ξ_J — ширина зоны реакции стационарной ДВ в режиме Чепмена — Жуге [4].

Расчетные значения критических энергий инициирования W^* сферической (кривая 3) и цилиндрической (кривая 2) дисперсной ДВ в зависимости от V_0 , варьируемого в диапазоне $10^{-4} < V_0 < 10^{-2}$, представлены на рис. 4. Видно, что с уменьшением V_0 величина W^* из-за роста плотности подводимой извне энергии убывает медленнее W_0 , постепенно выполаживаясь. Последнее означает, что при $V_0 \rightarrow 0$ $W^* \rightarrow \text{const}$, не зависящей от V_0 , т. е. с уменьшением V_0 основную долю в величине W^* начинает составлять подводимая извне энергия W_1 . Для сравнения на рис. 4, 1 нанесены данные по критическим энергиям инициирования плоской ДВ, полученные в работе [5]. Расчеты, в которых

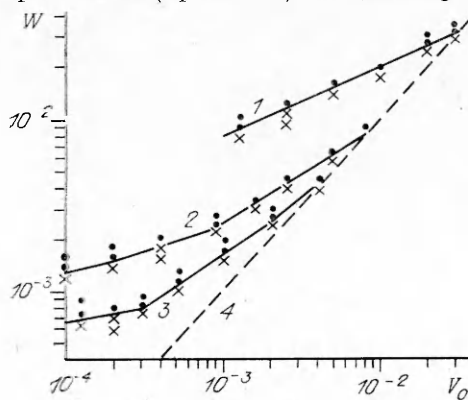


Рис. 4. Зависимость $W^*(V_0)$; $K = 7$.
 ν : 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — $W_0(V_0)$.

варьировался безразмерный параметр задачи K , показали, что с ростом K значения критических энергий W^* слабо уменьшаются. Так, при $V_0 = 10^{-3}$ увеличение K на порядок дает уменьшение W^* для плоской ДВ в 2 раза, цилиндрической — в 1,6 раза, сферической — 1,33 раза, т. е. представленные на рис. 4 данные могут использоваться для оценки сверху энергий инициирования при больших K .

Критические энергии получены в безразмерном виде, что позволяет вычислять их конкретные значения для различных размеров частиц топлива. Действительно, в размерном виде

$$w^* = \frac{\sigma_v}{v+1} x_0^{v+1} \nu_{20} \nu_{22} W^* = \frac{\sigma_v}{v+1} x_0^{v+1} \left(\frac{18\mu_{10} \sqrt{q_2 K}}{d_0} \right) W^*. \quad (6)$$

Поскольку $x_0 \sim d_0^2$, то из (6) при фиксированном K находим $w^* \sim d_0^{2v+1}$, т. е. получаем сильную зависимость энергии инициирования от начального диаметра частиц. Подставляя в (6) термодинамические данные топлива [8] и соответствующие значения W^* из рис. 4 для сферической ДВ ($V_0 = 10^{-4}$, $K = 7$), находим следующие значения критической энергии инициирования: при $d_0 = 10$ мкм $w^* = 310$ Дж; $d_0 = 31,6$ мкм, $w^* = 98$ кДж; $d_0 = 100$ мкм, $w^* = 31$ МДж.

Таким образом, по модели двухфазной, двухскоростной и двухтемпературной среды впервые решена задача об иницировании расходящейся (цилиндрической или сферической) детонации в вакуум-взвеси частиц унитарного топлива. Показано, что механизмом поддержки расходящейся ДВ является непрерывный вдув газообразных продуктов из зоны горения в зону релаксации дисперсной волны. Рассчитаны критические энергии инициирования в зависимости от размеров области ее выделения.

Автор выражает признательность Фонду Сороса за поддержку проведенных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нигматулин Р. И., Вайнштейн П. Б., Ахатов И. Ш. // Детонация.— Черноголовка, 1980.
2. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. Структура детонационных волн в газозвзвеси унитарного топлива // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 5.— С. 47.
3. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Ч. 1.
4. Ждан С. А. Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // ФГВ.— 1991.— 27, № 6.
5. Ждан С. А. Безударное иницирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Там же.— 1992.— 28, № 4.
6. Гостинцев Ю. А. О воспламенении, нестационарном горении и срыве пламени с частицы унитарного топлива // Там же.— 1971.— 7, № 3.
7. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики.— М.: Наука, 1981.
8. Беляев А. Ф. О горении нитрогликоля // ЖФХ.— 1940.— 14, вып. 8.— С. 1009.

г. Новосибирск

Поступила в редакцию 24/XII 1992