

СТРУКТУРА И ИНИЦИИРОВАНИЕ ПЛОСКИХ ВОЛН ДЕТОНАЦИИ В БИДИСПЕРСНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

А. В. Федоров, Т. А. Хмель

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
khmel@itam.nsc.ru

Численно анализируются инициирование и распространение плоских волн гетерогенной детонации в бидисперсной стехиометрической газозвеси частиц алюминия и кислорода. Установлено, что детонация неидеальна, а стационарная часть ударно-волновой структуры ограничивается равновесно-замороженной звуковой точкой. Критерии инициирования зависят от фракционного состава смеси. При инициировании взрывными ударными волнами возможно формирование неустойчивых двухфронтных структур. Добавка малого количества мелких частиц в дискретную фазу приводит к значительному уменьшению энергии инициирования.

Ключевые слова: газозвеси, детонация, математическое моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследования процессов детонации в гетерогенных смесях обусловлена прежде всего проблемами взрыво- и пожаробезопасности предприятий, связанных с производством и использованием порошковых материалов, в частности алюминиевой пудры. Порошкообразный алюминий образуется как побочный продукт при производстве изделий из алюминия и, скапливаясь, может представлять определенную опасность воспламенения и развития гетерогенной детонации, приводящей к катастрофическим последствиям. С другой стороны, мелкодисперсные и ультрадисперсные порошки алюминия имеют в силу уникальных физических свойств широкие перспективы применения в различных технологических процессах. В частности, благодаря высокой энергетической способности при химических взаимодействиях, они могут использоваться как добавки к горючим газовым смесям или в смеси с окислителем в качестве рабочих сред в камерах детонационных двигателей.

Экспериментальные исследования детонации в газозвесах мелких частиц алюминия проводились в [1–4]. Математическая модель гетерогенной детонации газозвеси алюминия в кислороде, отвечающая экспериментальным данным [1], развита и проанализирована в работах [5–8]. В [9–12] на базе этой модели исследованы одномерные и некоторые двумер-

ные детонационные течения, получены критерии ударно-волнового инициирования, исследованы особенности формирования и распространения детонации в облаке частиц алюминия ограниченной ширины в плоском канале.

Все предшествующие теоретические и численные исследования [3, 5–12] проводились в предположении монодисперсности частиц. Однако порошки металлов редко бывают монодисперсными и обычно характеризуются разбросом размеров частиц. Поведение полидисперсных взвесей при ударно-волновых нагружениях исследовалось для частиц унитарного топлива в [13–15]. В [13] получено аналитическое решение для описания структуры волны неидеальной детонации в двухфракционной взвеси, которое допускает возможность реализации при определенных условиях двухфронтной структуры детонации. В [14, 15] развита физико-математическая модель, позволяющая описать ударно-волновые и детонационные процессы в полидисперсных смесях частиц унитарного топлива с непрерывной функцией распределения частиц по размерам. В [15] в рамках этой модели определены критические значения чисел Маха инициирующих подерживаемых ударных волн при нормально-логарифмическом законе распределения частиц по размерам. Однако воздействие взрывных волн на полидисперсные смеси и влияние дисперсности на критические значения энергии инициирования не изучались.

Учет полидисперсности в процессах взаимодействия ударных волн с газозвесями ча-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-01-00299).

стиц алюминия позволил бы определить, в какой степени небольшая добавка мелкой фракции может снизить порог инициирования детонации. Это может быть важно для предотвращения нежелательных взрывных и детонационных процессов, а также для оценок перспектив использования порошков алюминия в качестве топлива (или добавок к топливам) в детонационных двигателях.

Первым шагом в исследовании полидисперсных газовзвесей является рассмотрение бидисперсной смеси, состоящей из газа и двух фракций частиц различного диаметра. Настоящая работа посвящена анализу структур одномерных стационарных детонационных течений (плоских волн детонации) и численному моделированию процессов ударно-волнового инициирования детонации с помощью модели бидисперсной стехиометрической взвеси частиц алюминия в кислороде.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Физико-математическая модель детонации газовзвеси частиц алюминия в кислороде стехиометрического состава, основанная на принципах механики гетерогенных сред, развита в [5–8]. Уравнения Эйлера вытекают из законов сохранения массы, импульса и энергии для газовой фазы и каждой из фракций дисперсной фазы и имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} = J_2 + J_3, \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} = -J_i,$$

$$\frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho_1 u_1^2)}{\partial x} = -f_2 - f_3 + J_2 u_2 + J_3 u_3,$$

$$\frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2)}{\partial x} = f_i - J_i u_i, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 E_1}{\partial t} + \frac{\partial[\rho_1 u_1 (E_1 + p/\rho_1)]}{\partial x} = -q_2 - q_3 - f_2 u_2 - f_3 u_3 + J_2 E_2 + J_3 E_3,$$

$$\frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i E_i)}{\partial x} = q_i + f_i u_i - J_i E_i, \quad i = 2, 3.$$

Система замыкается уравнениями состояния идеального газа без учета объема частиц, соотношениями, выражающими межфазное взаимодействие: силу Стокса при обтекании частиц

в потоке газа за фронтом ударной (детонационной) волны и теплообмен фаз с учетом изменения числа Нуссельта, а также уравнениями типа Аррениуса приведенной химической кинетики; в описании процесса горения частиц алюминия учитывается неполное сгорание и принимается температурный критерий воспламенения:

$$p = \rho_1 R T_1, \quad E_1 = \frac{u_1^2}{2} + c_{v,1} T_1,$$

$$E_i = \frac{u_i^2}{2} + c_{v,i} T_i + Q,$$

$$J_i = \frac{\rho}{\tau \xi_i} \max(0, (\xi_i - \xi_{ik})) \exp\left(-\frac{E_a}{R T_i}\right) \times \max[0, \text{sign}(T_i - T_{ign})], \quad (2)$$

$$f_i = \frac{3m_i \rho_{11}}{4d_i} c_D |u_1 - u_i| (u_1 - u_i),$$

$$q_i = \frac{6m_i \lambda_1}{d_i^2} \text{Nu} (T_1 - T_i),$$

где

$$c_D(\text{Re}_i, \text{M}_{1i}) = \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{\text{M}_{1i}^{4.67}}\right)\right] \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}_i} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}_i}}\right), \quad (3)$$

$$\text{Re}_i = \frac{\rho_{11} d_i |u_1 - u_i|}{\mu}, \quad \text{Nu}_i = 2 + 0.6 \text{Re}_i^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

$$\text{M}_{1i} = \frac{|u_1 - u_i| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}, \quad i = 2, 3.$$

Здесь индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам относительно крупной фракции, 3 — к частицам мелкой фракции; p — давление; $\rho_i = m_i \rho_{ii}$ — средняя плотность; ρ_{ii} — истинная плотность i -го компонента ($i = 1, 2, 3$); u_i — скорость; E_i — полная энергия единицы массы; $c_{v,i}$ — теплоемкость; T_i — температура; m_i — объемная концентрация; Q — тепловыделение химической реакции; d_i — диаметр частиц; λ_1 — теплопроводность газа; $\gamma_1 = R/c_{v,1}$ — показатель адиабаты газа. В (2) $\xi_i = \rho_i/\rho$ — относительная массовая концентрация частиц, $\rho = \rho_1 + \rho_2 + \rho_3$; E_a — энергия активации; ξ_{ik} — концентрация соответствующего компонента в конечном равновесном состоянии (несгоревшие

частицы вместе с конденсированным оксидом алюминия); T_{ign} — температура воспламенения; τ_{ξ_i} — константа, определяющая характерное время горения. Величина τ_{ξ_i} задается в виде $\tau_{\xi_i} = \tau_0 (d_i/d_0)^2$, где $\tau_0 = 0.0024$ мс, $d_0 = 10$ мкм, что обеспечивает согласование с известными данными по горению частиц алюминия в чистом кислороде [16].

Начально-краевая задача ставится аналогично [11, 12] как задача ударно-волнового иницирования плоских волн детонации в плоском канале при взаимодействии ударной волны (УВ) в газе с облаком газозвеси:

$$t = 0, \varphi = \begin{cases} \varphi_{sw}(x), & 0 \leq x < X_{sw}, \\ \varphi_0, & X_{sw} \leq x < X_{cl}, \\ \varphi_{cl}, & X_{cl} \leq x < +\infty, \end{cases} \quad (4)$$

где $\varphi = \{\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_1 u_1, \rho_2 u_2, \rho_3 u_3, \rho_1 E_1, \rho_2 E_2, \rho_3 E_3\}$ — вектор решения, $\varphi_{sw}(x)$ — параметры за фронтом УВ в газе, X_{sw} — начальное местоположение УВ, φ_0 — параметры начального состояния перед фронтом УВ в газе, φ_{cl} — параметры начального состояния смеси в облаке, X_{cl} определяет границу облака. Плотность частиц вне облака равна нулю ($\rho_2 = \rho_3 = 0$ при $x < X_{cl}$). Плотность частиц в облаке отвечает точке стехиометрии $\rho_{20} + \rho_{30} = 1.34$ кг/м³. Начальные значения скоростей газа и частиц перед фронтом УВ и в облаке равны нулю. Аналогично, как и в [11], ставились граничные условия и выбирались иницирующие УВ, как с прямоугольным, так и с трапециевидным профилем скорости.

Начальные значения параметров смеси и константы модели принимались в соответствии с [6, 8–11]. Размер частиц в бидисперсной взвеси считался равным 3.5 и 1 мкм. Состав дискретной фазы характеризуется параметром насыщенности $\eta = \rho_{30} / (\rho_{20} + \rho_{30})$. Значение этого параметра варьировалось от 0 до 1.

СТАЦИОНАРНЫЕ ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ

Проанализируем отличие структуры стационарных волн детонации бидисперсных взвесей от соответствующих волн в случае монодисперсных взвесей. Стационарные решения получены двумя способами: при численном решении задачи иницирования (1)–(4) как результат выхода на установившийся режим детонации и путем численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений, полученной для стационарных

волн из уравнений (1) путем перехода в сопутствующую фронту систему координат.

Исследования стационарных волн в монодисперсных взвесах частиц алюминия [5–8] показали, что при одновременном протекании процессов горения и тепловой релаксации полное тепловыделение немонотонно, в силу чего становятся возможными недосжатые режимы. Детонация газозвесей частиц алюминия, тем самым, является неидеальной. Скорость нормальной стационарной детонации D здесь не может быть определена из начальных условий (как в идеальной детонации Чепмена — Жуке), так как зависит от параметров релаксации. При численном интегрировании системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающей стационарную структуру детонации, решение либо переходит в состояние пересжатой детонации (при $u_0 > D$, где u_0 — скорость фронта), либо натывается на линию запираания потока ($u_0 < D$). Предельная траектория проходит через звуковую точку $v_1 = c_f$, которая в модели является седловой. Здесь $v_1 = u_0 - u_1$ — скорость газа в системе, связанной с фронтом, $c_f = \sqrt{\gamma_1 p / \rho_1}$ — замороженная скорость звука или скорость распространения малых возмущений в газовой фазе. За звуковой точкой решение может быть продолжено по сепаратрисам. Одна из траекторий отвечает пересжатой детонации и приводит в дозвуковое конечное состояние, другая отвечает недосжатой детонации и приводит в сверхзвуковое конечное состояние. В [7] показано, что существование недосжатых режимов в газозвеси возможно только при неполном сгорании частиц.

В [7, 8] построены также карты решений в плоскости постоянных параметров релаксации. В [8] доказано соответствие решений задачи о структуре волны детонации при замороженных значениях параметров релаксации и реальных их зависимостях от параметров течения в соответствии с формулами (2), (3). В последнем случае стационарные решения с минимально допустимой скоростью также отвечают недосжатой детонации и не ослабляются волнами разрежения [9].

На рис. 1 приведен пример детонационной структуры в монодисперсной взвеси ($d_2 = d_3 = 3.5$ мкм, $\eta = 0.5$), с которым будет проводиться сопоставление детонационных структур бидисперсных взвесей. Сплошными линиями нанесены численные решения задачи (1)–(4) в момент времени 0.5 мс, штриховыми — стационарное

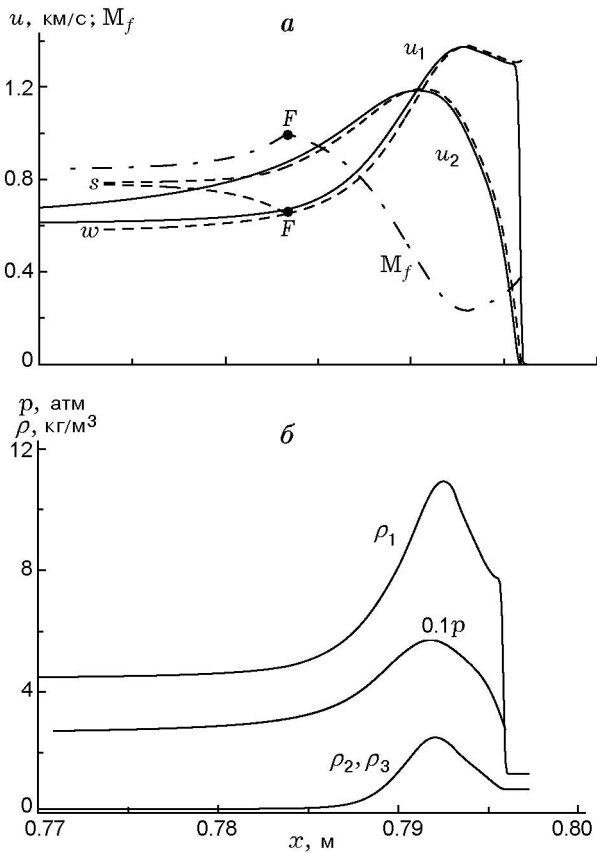


Рис. 1. Структура детонационной волны в монодисперсной взвеси

решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений, штрихпунктирной — число Маха M_f , определенное как отношение скорости газа в сопутствующей фронту системе координат к замороженной скорости звука. Точками F на рис. 1,а обозначены положения звуковой точки $M_f = 1$, в которой решение переходит либо на пересжатую ветвь (s), либо на недосжатую (w). Как видно, решение нестационарной задачи в силу ослабления волной разрежения приближается к недосжатой ветви, как установлено в [9]. Каждый из профилей давления и плотностей газа и частиц характеризуется одной точкой локального максимума, где значения параметров существенно превосходят значения на замороженной УВ (рис. 1,б). Отметим, что максимальное значение плотности газа отвечает предельному сжатию по равносному значению параметра адиабаты смеси (в данном случае ≈ 1.2). Условия существования ρ -слоя в дискретной фазе для монодисперсной взвеси определены в [8].

Соответствующие решения для бидисперсных взвесей зависят от параметра насыщенности и отличаются как по структуре, так и по параметрам сопряжения с волной разрежения. Прежде всего, отметим, что здесь можно определить следующие четыре скорости звука: замороженную $c_f^2 = \gamma_1 p / \rho_1$, полностью равновесную по всем процессам и концентрациям фаз и компонентов $c_e^2 = \gamma_e p / \rho$, $\gamma_e = 1 + R\xi_1 / [c_{v1}\xi_1 + c_{v2}(\xi_2 + \xi_3)]$, а также две промежуточные скорости звука, равновесные по скоростям и концентрациям газа и одного из компонентов и замороженные по концентрации другого компонента: $c_{ei}^2 = \gamma_{ei} p / (\rho_1 + \rho_i)$, $\gamma_{ei} = 1 + R\xi_1 / (c_{v1}\xi_1 + c_{v2}\xi_i)$, $\xi_i = \rho_i / \rho$. Нетрудно убедиться, что при $\xi_i \neq 0$ выполняются неравенства $\gamma_1 > \gamma_{ei} > \gamma_e$ и $c_f > c_{ei} > c_e$ соответственно, $M_e > M_{ei} > M_f$. Кроме того, очевидно, что $M_{ei} > M_{ej}$ при $\xi_i > \xi_j$. Обозначим $c_{fe} = c_{e3}$ скорость звука, равновесную по газу и мелким частицам и замороженную по крупным частицам; соответствующее число Маха $M_{fe} = v_1 / c_{fe}$.

Расчеты при всех значениях насыщенности выявили следующие особенности стационарных структур детонации в бидисперсных взвесах. Так же как и в монодисперсной смеси, в зависимости от значения u_0 траектория, представляющая решение, либо стремится к конечному состоянию пересжатой детонации, либо ограничивается линией запираания. При определении скорости детонации с достаточной точностью (порядка 15 десятичных знаков) можно получить решение, близкое к предельному, которое проходит через точку ветвления.

При доминировании в смеси крупных частиц ($\eta < 0.5$) точка ветвления решения практически является звуковой как по замороженной, так и по замороженно-равновесной скорости звука. Связано это с тем обстоятельством, что как M_f , так и M_{fe} весьма близки к 1 и сближаются при $\eta = 0$ (см. таблицу). В этом случае решение задачи ведет себя подобно монодисперсному варианту течения.

При доминировании мелких частиц ($\eta \geq 0.5$) параметры решения характеризуются плато небольшой протяженности в области влияния точки ветвления. Далее поведение решения резко меняется: либо переходит в пересжатый режим, либо уходит в линию запираания (рис. 2). На упомянутом плато замороженное число Маха заметно меньше 1, но величина M_{fe} также очень близка к 1 (см. табли-

Параметры в точке ветвления
стационарного решения

η	M_f	M_{fe}	M_e
0	0.996	0.996	1.029
0.1	0.993	0.997	1.027
0.3	0.995	1.005	1.028
0.5	0.984	1.001	1.017
0.7	0.975	1.000	1.008
0.9	0.975	1.006	1.009
1.0	0.996	1.029	1.029

цу). Таким образом, формирующееся промежуточное состояние является околосзвуковым по равновесно-замороженной скорости звука. При этом оно является сверхзвуковым по равновесной и дозвуковым по замороженной скорости звука, $c_e < v_1 < c_f$. Продолжить решение далее и выйти в сверхзвуковое конечное равновесное состояние в стационарной постановке здесь не удастся. На рис. 2 показаны соответствующие профили параметров для бидисперсных взвесей частиц размером 3.5 и 1 мкм при значениях параметра насыщенности $\eta = 0.5$ (рис. 2, *a*) и $\eta = 0.9$ (рис. 2, *б*). Сплошные линии соответствуют установившимся решениям нестационарной задачи инициирования, штриховые — стационарным решениям пересжатой детонации (аналог ветви *s* на рис. 1, *a*). Здесь *FE* — звуковая по равновесно-замороженной скорости звука точка, $M_{fe} \approx 1$ (на рис. 2, *a* нанесена также функция $c_f^2 - v_1^2$, которая нуля не достигает). Как видно, решения нестационарной задачи на участке от фронта до точки *FE* совпадают с решениями стационарной задачи (штриховые линии на рис. 2). Скорость установившегося распространения детонационной волны отвечает значению *D*, определенному из стационарной задачи (относительная погрешность 0.45 %).

Отметим, что решения с межзвуковым конечным равновесным состоянием определялись нами ранее и для монодисперсных смесей в модели с замороженными параметрами релаксации [7]. Анализ равновесного состояния показал его неустойчивость (особая точка типа седло), а стационарное решение было получено в [7] путем склейки участка численного решения, определяемого до точки ветвления при переходе на пересжатую ветвь или линию загибания,

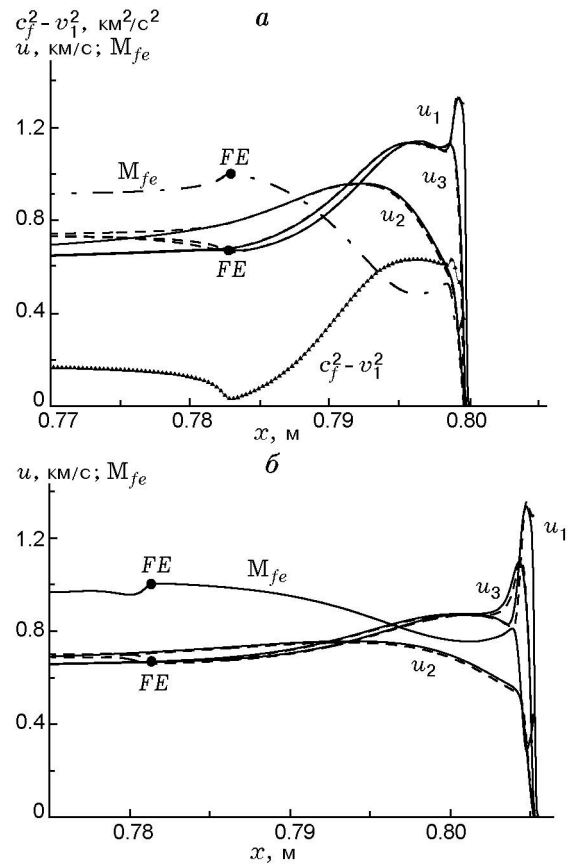


Рис. 2. Стационарные структуры в бидисперсных взвешах частиц размером 1 и 3.5 мкм: $\eta = 0.5$ (*a*), $\eta = 0.9$ (*б*)

и участка постоянных значений. Позднее в [9] было показано, что построенное таким образом решение не взаимодействует с волной разрежения, т. е. такой режим также является самоподдерживающимся.

Остановимся на сценариях распространения описанных выше волн при их взаимодействии с волной разрежения. На рис. 3 показана динамика такого взаимодействия. Профили носительной скорости газа и скоростей звука, замороженной (c_f) и равновесно-замороженной (c_{fe}), представлены на рис. 3, *a* в моменты времени 0.45 и 0.5 мс, а на рис. 3, *б* — в момент времени 2.1 мс. Как видно, структуру волны можно условно разделить на три части. Участок от фронта до точки *FE* представляет собой стационарную часть детонационной структуры. Волна разрежения за точкой *F* (звуковой по замороженной скорости звука $M_f = v_1/c_f = 1$) характеризуется линейным распределением скорости. Переходный «меж-

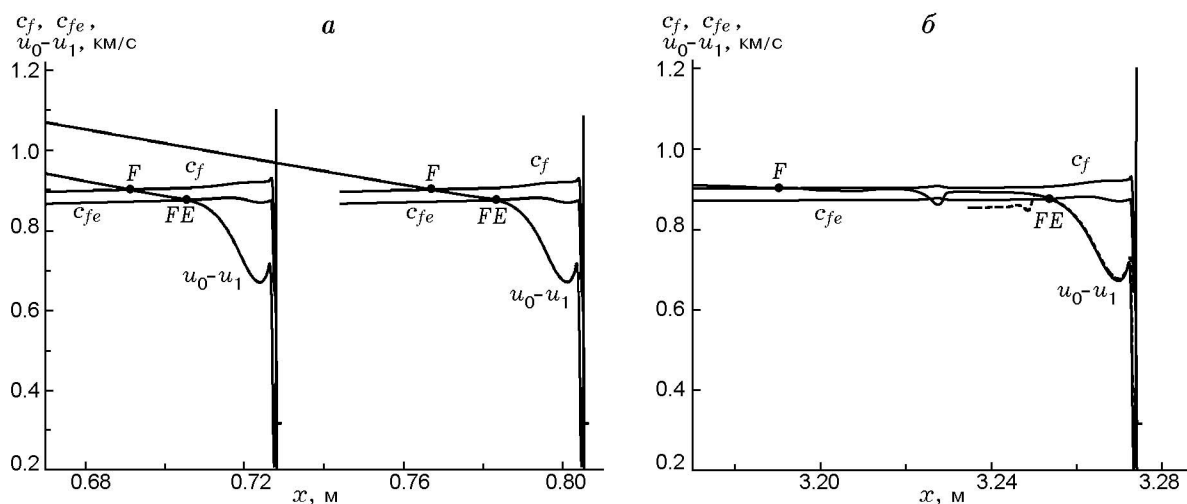


Рис. 3. Распространение детонационной волны с примыкающей волной разрежения в бидисперсной взвеси ($\eta = 0.9$)

звуковой» ($c_{fe} < v_1 < c_f$) участок течения, расположенный между точками F и FE , как видно, является нестационарным, протяженность его со временем растет (на рис. 3, *a* от 0.0146 до 0.0164 м за 0.5 мс, а на рис. 3, *б* до 0.0582 м). На переходном участке формируется некоторое плато (с «межзвуковым» состоянием), за которым скорость изменяется немонотонно (рис. 3, *б*). При этом от фронта замороженной УВ до точки FE решение совпадает с соответствующим стационарным решением, отвечающим перескачку режиму (штриховая линия на рис. 3, *б*). (Аналогичное немонотонное поведение параметров наблюдалось в расчетах [9] распространения детонации при сопряжении с волной разрежения в модельной смеси, характеризующейся межзвуковым конечным состоянием.)

Таким образом, в численных расчетах нестационарной задачи распространения детонационной волны в бидисперсных взвесах частиц алюминия стационарной является структура от замороженной УВ до внутренней равновесно-замороженной звуковой точки. При $\eta \rightarrow 0$ равновесно-замороженная скорость звука приближается к замороженной ($c_{fe} = c_{e3} \rightarrow c_f$) и точка FE сливается с точкой F . Это означает, что имеет место предельный переход к детонационному течению монодисперсной взвеси крупных частиц.

Второй предельный переход при $\eta \rightarrow 1$ происходит по-иному. Как видно на рис. 2, *a, б*, в распределении $M_{fe}(x)$ имеется еще одна точка локального максимума: при $x = 0.798$ на

рис. 2, *a* и при $x = 0.804$ на рис. 2, *б*, т. е. в области скоростной релаксации газовой фазы и мелких частиц. Значения M_{fe} в этих точках равны 0.53 и 0.81 при $\eta = 0.5$ и 0.9 соответственно и приближаются к 1 при $\eta \rightarrow 1$ вместе со значением M_f . Таким образом, в предельном случае $\eta \rightarrow 1$ точка максимума M_{fe} переходит во внутреннюю звуковую точку $M_f = 1$, которая является точкой ветвления решения в монодисперсной взвеси мелких частиц.

Анализ профилей плотностей газа и дискретных компонентов (рис. 4) показывает, что в бидисперсной взвеси формируются два ρ -слоя: в крупных и мелких частицах отдельно. Соответственно профили давления и плотности газа могут принимать форму кривых с двумя точками локального максимума. В зависимости от параметра насыщенности величина первого максимума может быть как выше, так и ниже второго (ср. рис. 4, *a, б* и 4, *в*). При непрерывной функции распределения частиц по размерам, как установлено в [15] для взвеси частиц унитарного топлива, характер профилей параметров детонационной структуры является более сглаженным.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ПЛОСКИХ ВОЛН В БИДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЯХ

Процессы ударно-волнового инициирования детонации в монодисперсных стехиометрических взвесах частиц алюминия в кислороде исследовались методами математического и численного моделирования в [10–12, 17]. В [10]

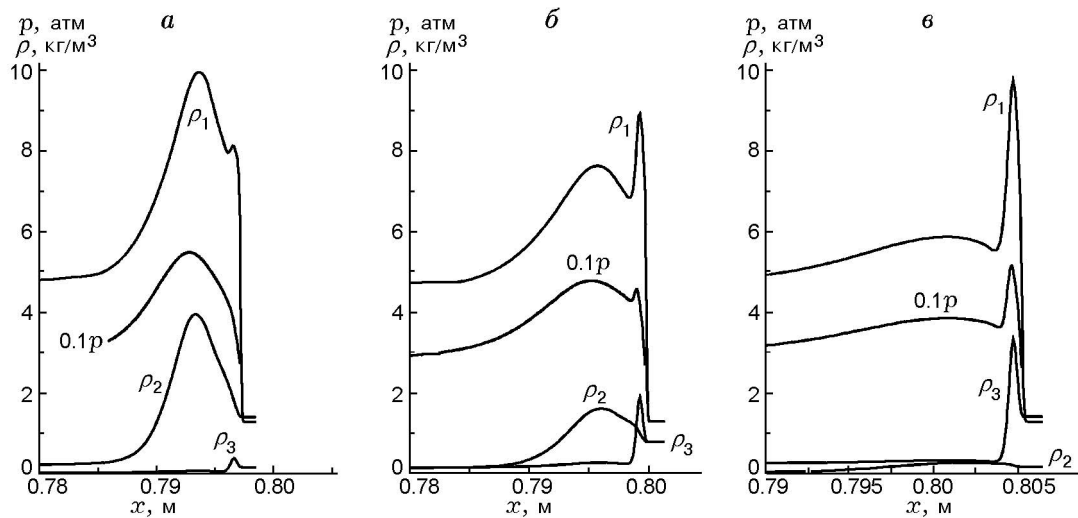


Рис. 4. Влияние параметра насыщенности на структуру волны детонации:
 $\eta = 0.1$ (а), $\eta = 0.5$ (б), $\eta = 0.9$ (в)

определены два основных сценария инициирования при разрушении камеры высокого давления. В зависимости от параметров камеры локализация очага горения может иметь место либо непосредственно на фронте лидирующей УВ (жесткое инициирование), либо на контактном разрыве с последующим «сцеплением» с фронтом через релаксационную зону (мягкое инициирование). В [11] аналогичные сценарии определены для инициирования облака частиц при воздействии поддерживаемых УВ (с прямоугольным профилем параметров). Жесткое инициирование имеет место в сильных УВ и характеризуется тем, что частицы воспламеняются непосредственно за фронтом. При пороговых значениях амплитуды УВ возможно мягкое инициирование, при котором воспламенение частиц происходит на контактном разрыве, и фронт горения некоторое время распространяется с отставанием от лидирующей УВ, но затем ускоряется и догоняет ее. Здесь для формирования детонационной структуры и выхода на стационарный самоподдерживающийся режим требуются большие время и расстояние.

В [11] также показано, что при инициировании детонации воздействием сильных взрывных УВ определяющим параметром, кроме числа Маха УВ M_0 , является также величина запасенной энергии

$$E_{ini} = \int_{X_{rw}}^{X_{sw}} (\rho_1 E_1 - \rho_{10} E_{10}) dx.$$

Критерии инициирования плоской детонации в облаке монодисперсной взвеси частиц алюминия в кислороде представлены в [11] в виде кривых в плоскости (M_0, E_{ini}) . Кривые характеризуются вертикальной асимптотой (величина необходимой амплитуды УВ при большом значении E_{ini}), а также горизонтальной асимптотой (минимальная энергия инициирования при больших значениях M_0). Положение обеих асимптот, как и кривых в целом, зависит от размера частиц.

Исследования формирования детонации в бидисперсных взвесах проводились также для двух типов инициирующей УВ. В первом случае рассматривались относительно слабые волны с большой запасенной энергией (прямоугольным профилем параметров). Здесь инициирование детонации проходит по «мягкому» сценарию [11] или комбинированному (мелкие частицы воспламеняются непосредственно за фронтом лидирующей УВ, а более крупные — на следующем за УВ контактном разрыве). Развитие детонации полностью аналогично описанному в [11] процессу, при котором фронт горения ускоряется, догоняет и усиливает лидирующую УВ. Условие инициирования определяется величиной M_0 , характеризующей амплитуду УВ. С увеличением относительной доли мелких частиц критическая величина M_0 монотонно уменьшается от значения 3.51, отвечающего монодисперсной взвеси частиц размером 3.5 мкм, до значения 3.36, определяемого для монодисперсной смеси частиц размером

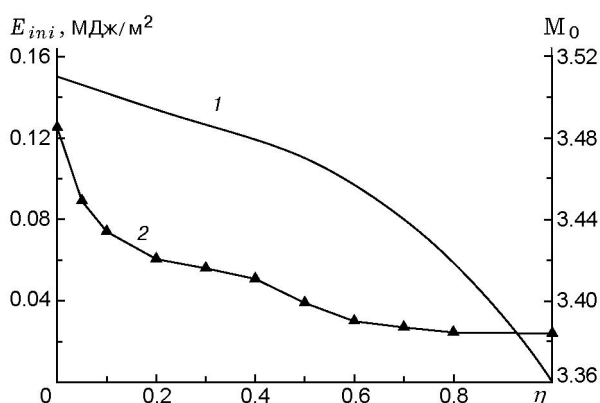


Рис. 5. Влияние состава бидисперсной взвеси на критические параметры инициирования детонации

1 мкм (рис. 5, кривая 1). Причем более существенное влияние на изменение порога инициирования оказывает небольшая добавка крупных частиц в основную фракцию мелких частиц ($\eta > 0.8$), что обуславливает большее значение $|dM_0/d\eta|$, чем в противоположном случае ($\eta < 0.3$). То есть имеет место нелинейная зависимость критического числа Маха инициирующей УВ от параметра насыщенности. Тот факт, что критическое число Маха для среднего размера частиц не совпадает со средним значением критических чисел Маха, согласуется с результатами работ [14, 15]. В [15] для полидисперсной взвеси частиц унитарного топлива с непрерывной функцией распределения частиц по размерам установлено, что можно определить некоторый «характерный» радиус, при котором в монодисперсной взвеси инициирование происходит при тех же числах Маха (варьировалась концентрация частиц в смеси). Но значение этого «характерного» радиуса оказалось отличным от значения, определенно в [14] для наилучшего описания распространения ударных волн в смеси в рамках монодисперсного подхода.

Другой рассмотренный тип инициирующей УВ — это сильные взрывные волны ($M_0 = 5$). Здесь, как и в монодисперсной взвеси, определяющим условием является достаточная величина запасенной энергии. Расчеты показали, что наиболее резкое снижение критической величины E_{ini} имеет место при увеличении η от 0 до 0.2 (кривая 2 на рис. 5). Так, 5 % мелких частиц ($\eta = 0.05$) уже обеспечивают снижение энергии инициирования почти на 30 %, а 10 % ($\eta = 0.1$) — на 40 %. Здесь можно от-

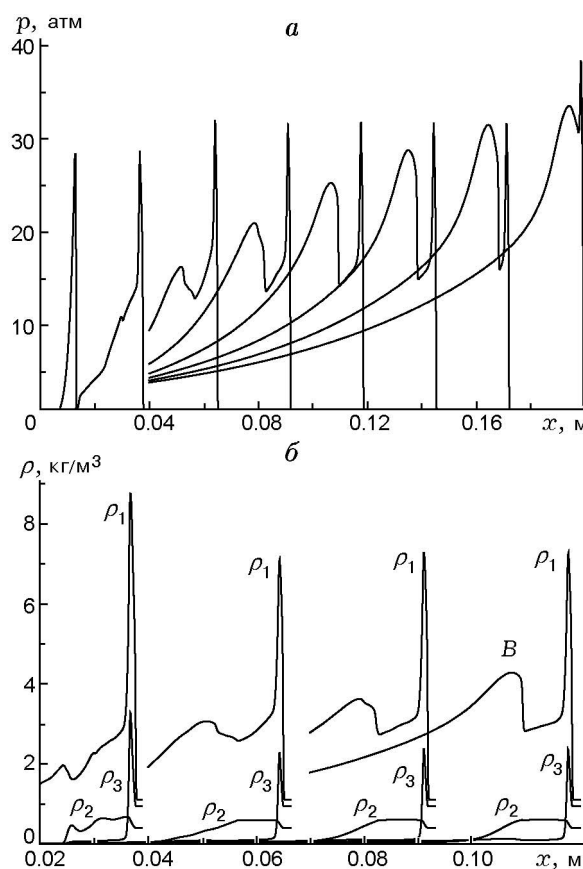


Рис. 6. Нестационарная двухфронтная структура в бидисперсной взвеси («комбинированный» сценарий инициирования)

метить, что для инициирования детонации во фракции крупных частиц частично используется энергия, запасенная в мелких частицах, которые воспламеняются первыми.

Волнистая форма кривой 2 на рис. 5 с изломом в области значений $\eta \approx 0.4$ обусловлена переходом к сценарию инициирования, при котором возникает и некоторое время существует двухфронтная структура. На возможность существования подобной структуры в двухфракционной взвеси частиц унитарного топлива указано в [13]. Из анализа автомодельного решения, существующего только на ограниченном интервале, в [13] выдвинута гипотеза, что при определенных условиях это решение должно замыкаться вторичной детонационной волной, которая может догнать головную и изменить ее скорость. Однако соответствующих аналитических или численных решений в [13] не было получено.

Как показывают результаты настояще-

го исследования, возникновение двухфронтной структуры связано с возможностью комбинированного сценария инициирования, в котором сочетаются свойства «жесткого» и «мягкого» типов, описанных в [11]. На рис. 6 показаны профили параметров с шагом 0.02 мс в бидисперсной смеси с $\eta = 0.7$. На профилях давления (рис. 6,а) можно видеть зарождение второго скачка при $t = 0.04$ мс и его последующее развитие. Сравнение профилей плотностей газа и частиц (рис. 6,б) позволяет определить следующий сценарий развития процесса. Воспламенение и сгорание мелких частиц происходят по жесткому типу непосредственно за фронтом лидирующей УВ (см. профили ρ_3), что обуславливает постоянную ее амплитуду в течение некоторого времени (до 0.12 мс). Воспламенение и горение крупных частиц (см. профили ρ_2) инициируются на контактом разрыве — границе облака. Впоследствии на фронте горения крупных частиц образуется скачок давления и плотности газа (обозначенный буквой B на рис. 6,б), который, как видно из рис. 6,а, усиливается, ускоряется и догоняет лидирующую УВ, аналогично «мягкому» сценарию инициирования в монодисперсной взвеси [11]. В результате слияния двух фронтов лидирующая УВ усиливается и переходит в перешагивающую детонационную волну, ослабляемую впоследствии волной разрежения до значения амплитуды нормального стационарного режима.

Таким образом, возникшая двухфронтная структура здесь не является стационарной, в отличие от двухфронтных стационарных волн детонации в реагирующих газах с частицами унитарного топлива, исследованных в [18, 19], и от гибридной детонации газовзвесей [20, 21]. Отметим, что стационарные двухфронтные структуры в бидисперсной взвеси частиц алюминия не обнаружены ни при каких значениях параметра насыщенности как в решениях стационарной задачи, так и в установившихся решениях задач инициирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе численного моделирования процессов инициирования детонации в двухфракционных смесях и анализа структуры плоских волн установлено следующее.

- Детонация в бидисперсных взвесах частиц алюминия и кислорода является неидеальной,

при этом стационарная часть структуры ограничивается равновесно-замороженной звуковой точкой. Последняя приближается к замороженной звуковой точке при уменьшении доли мелких частиц и сливается с ней в предельном случае монодисперсной взвеси.

- Детонационная структура бидисперсной взвеси характеризуется двойным ρ -слоем и одной или двумя точками локального максимума давления, значения которых зависят от параметра насыщенности.

- При инициировании детонации поддерживаемыми ударными волнами имеет место нелинейная зависимость критического числа Маха волны от насыщенности.

- При инициировании детонации во взрывных ударных волнах присутствие малого количества мелких частиц в основной фракции более крупных обеспечивает значительное снижение энергии инициирования.

- В дополнение к двум типам инициирования детонации («мягкому» и «жесткому»), характерным для монодисперсных взвесей, возможен «комбинированный» сценарий, при котором происходит «жесткое» инициирование в мелкой фракции и «мягкое» в крупной.

- При комбинированном сценарии инициирования во взрывных ударных волнах возможны формирование и временное существование нестационарных двухфронтных структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Strauss W. A.** Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures // *AIAA Journal*. 1968. V. 6, N 12. P. 1753–1761.
2. **Tulis A. J., Selman J. R.** Detonation tube studies of aluminum particles dispersed in air // *19th Intern. Symp. on Combustion*. Haifa, Aug. 8–13 1982. Pittsburgh, Pa, 1982. P. 652–662.
3. **Борисов А. А., Хасаинов Б. А., Вейс-сьер Б. и др.** О детонации взвесей алюминия в воздухе и кислороде // *Хим. физика*. 1991. Т. 10, № 2. С. 250–272.
4. **Pu Y. K., Ke Y. L., Jarosinski J.** Transition to detonation in aluminum dust-air mixtures under weak ignition conditions // *Proc. 16th ICDERS*. Cracow, Poland, 1997. P. 259–262.
5. **Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М.** Описание воспламенения и горения смесей газа и твердых частиц методами механики сплошной среды // *Физика горения и взрыва*. 1984. Т. 20, № 2. С. 3–9.
6. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.

7. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Типы и устойчивость детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
8. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравновесности частиц // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 80–91.
9. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Определение самоподдерживающихся режимов неидеальной детонации на модели аэровзвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 95–102.
10. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование ударно-волнового инициирования гетерогенной детонации аэровзвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 81–88.
11. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование инициирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 114–122.
12. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Взаимодействие ударной волны с облаком частиц алюминия в канале // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 89–98.
13. **Борисов А. А., Ермолаев Б. С., Хасанов Б. А.** Неидеальная детонация в двухфракционной взвеси частиц унитарного топлива // Хим. физика. 1983. № 8. С. 1129–1133.
14. **Кутушев С. П., Родионов С. П.** Распространение ударных волн в полидисперсных газовзвесах // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 2. С. 24–31.
15. **Ивандаев А. И., Кутушев С. П., Родионов С. П.** Детонационные волны в полидисперсных газовзвесах унитарного топлива с непрерывной функцией распределения частиц по размерам // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 14–24.
16. **Dreizin E. L.** On the mechanism of asymmetric aluminum particle combustion // Combust. Flame. 1999. V. 117. P. 841–850.
17. **Федоров А. В., Тетенев Е. В.** Иницирование гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 83–89.
18. **Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М.** Детонационная динамика газовзвесей. Новосибирск, 1987. (Препринт / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 23-87).
19. **Федоров А. В., Фомин В. М.** Численное исследование течений композитных реагирующих газовзвесей // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 2. С. 128–136.
20. **Veysiere B., Khasainov V. A.** Structure and multiplicity of detonation regimes in heterogeneous hybrid mixtures // Shock Waves. 1994. V. 4, N 3. P. 171–186.
21. **Khasainov V. A., Veysiere B.** Initiation of detonation regimes in hybrid two-phase mixtures // Shock Waves. 1996. V. 6, N 1. P. 9–15.

Поступила в редакцию 21/III 2007 г.
