

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ДЕТОНАЦИИ В ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

А. В. Федоров, В. М. Фомин, Т. А. Хмель

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

Систематически представлены некоторые аналитические и численные результаты авторов, полученные в области механики реагирующих гетерогенных сред в Институте теоретической и прикладной механики СО РАН в течение ряда лет.

Ключевые слова: газовзвеси, гетерогенная детонация, воспламенение, горение.

ВВЕДЕНИЕ

В промышленности зачастую сталкиваются с возникновением неконтролируемых взрывов реагирующих аэрозвесей. Одной из причин таких взрывов является наличие неустойчивых отложений реагирующих пылей на различных поверхностях. Под действием силового возмущения, например, ударной волны, частицы пыли поднимаются в воздух. В результате может образоваться взрывоопасная смесь газа и твердых частиц. Если за фронтом ударной волны реализуются условия, при которых происходят воспламенение и горение твердой фазы, то возникающая дефлаграционная волна может перейти в детонационную. В результате возникает явление гетерогенной детонации — самоподдерживающееся распространение сверхзвуковой волны горения в газовзвеси. Физико-математическая модель данного процесса, развитая нами в рамках механики гетерогенных сред, позволила решить некоторые задачи одномерных стационарных и нестационарных, а также двумерных задач распространения и инициирования гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЕТОНАЦИИ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В КИСЛОРОДЕ

С конца 60-х годов прошлого столетия различными авторами, среди которых В. А. Струс, А. Дж. Тулис, А. А. Борисов, Н. Мансон, Б. Вессьер, Ю. К. Пу и др. [1–5], были

опубликованы результаты экспериментальных исследований распространения детонационно-подобных режимов горения в смесях кислорода, воздуха и углеводородов с алюминиевыми частицами. Было показано, что при некоторых условиях поджига смеси (электрической искрой, взрывом конденсированного взрывчатого вещества) в ней развивается самоподдерживающийся режим сверхзвукового горения. Определены зависимости скорости детонации от содержания частиц в смеси, критические энергии инициирования и время установления детонационного режима. В начале 1980-х нами была предложена математическая модель механики реагирующих гетерогенных сред для описания данного явления [6–8]. Для ее вери-

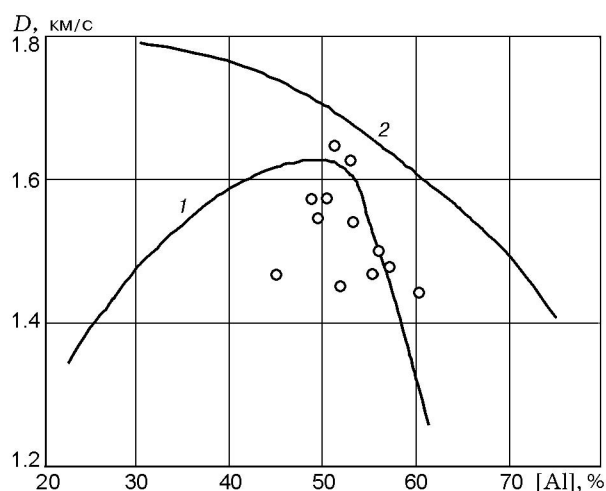


Рис. 1. Зависимость скорости детонации смеси алюминия в кислороде от массового содержания частиц:

точки — эксперимент [1], линии: 1 — модель [6–8], 2 — термодинамический расчет [1]

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 03-01-00453, 06-01-00299).

фикации использовались в том числе и данные по зависимости скорости детонационной волны от концентрации частиц, которые приведены на рис. 1. Как видно, теоретические данные неплохо описывают эту экспериментальную зависимость.

Упрощенная форма данной математической модели детонации частиц алюминия в кислороде [6], основанной на представлениях двухскоростного двухтемпературного континуума механики гетерогенных сред [9], представлена в [8]; назовем ее системой А. Уравнения, описывающие течение двухфазной смеси, вытекают из законов сохранения массы, импульса и энергии каждой фазы. Горение алюминия описывается на основе приведенной химической реакции, инициируемой при достижении частицей некоторой критической температуры (температуры воспламенения) и учитывающей неполное сгорание частиц, обусловленное наличием и нарастанием оксидной пленки в процессе горения. Предполагается, что тепло гетерогенной химической реакции выделяется полностью в газовой фазе. Значения констант математической модели (температуры воспламенения, энергии активации, тепловыделения и константы скорости химической реакции) определяются из условия соответствия расчетных характеристик течения с известными экспериментальными данными [1–3, 10–15]. Принимается температурный критерий воспламенения с близким к работе [3] значением $T_{ign} = 900$ К. Для константы, определяющей скорость реакции горения частицы, принимается формула $\tau_\xi = \tau_0(d/d_0)^2$ (время индукции $\tau_0 = 0.0024$ мс при начальном диаметре частиц $d_0 = 10$ мкм, энергия активации $E_a = 10^6$ Дж/К). Значение τ_0 обеспечивает согласование как с оценками длины зоны реакции в экспериментах [1], так и с последними данными по горению частиц алюминия в чистом кислороде (с учетом квадратичной зависимости от диаметра), приведенными в [14, 15]. Процессы межфазного взаимодействия определяются известными корреляционными формулами, в которых учитывается зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса и зависимость коэффициента сопротивления частиц в сверхзвуковом потоке от числа Маха.

Анализ модели и численные результаты, полученные на ее основе, представлены в [16–25]. В литературе известны и другие математические модели для описания детона-

ции смеси алюминия и газов, в частности, в [26] предложена модель детонации алюминиевой пыли, учитывающая кинетический механизм образования зародышей конденсированного оксида.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЗАДАЧ

Для численного решения начально-краевых задач детонации были разработаны соответствующие численные алгоритмы. Для газовой фазы использовалась явная схема второго порядка класса ТВД [27]. Уравнения дискретной фазы не содержат членов, связанных с давлением, поэтому применение схем типа [27] затруднено ввиду вырождения пространства собственных векторов матрицы Якоби. Для дискретной фазы применялись схема Мак-Кормака и схема с разностями против потока Джентри — Мартина — Дэйли, предложенная для решения уравнения переноса вихря. Одномерные реализации и аппроксимационные свойства указанных схем приведены в [28]. Расчеты двумерных течений по схемам ТВД — Мак-Кормака и ТВД — Джентри показали идентичные результаты, при этом эффективность схемы ТВД — Джентри оказалась намного выше [29].

Исследование течений мелкодисперсных взвесей возможно и в рамках односкоростной двухтемпературной модели. В этом случае математическая модель сводится к уравнениям неравновесной газовой динамики с двумя параметрами неравновесности: T_2 (температура частиц) и ξ (концентрация частиц); назовем ее системой В. Здесь применение схемы ТВД потребовало внесения известных уточняющих поправок, связанных с отличием матрицы Якоби и ее характеристик (собственных векторов) от случая идеального газа. Уравнения для T_2 , ξ решались вдоль траектории с последующей интерполяцией значений на узлы конечно-разностной сетки.

Разработанные численные методы тестировались на ряде задач. В частности, было установлено, что для газозвесей частиц алюминия можно пользоваться упрощенным уравнением состояния $p = \rho(1 - \xi)RT$ (p — давление газа, ρ — плотность смеси, R — газовая постоянная, T — температура газа), пренебрегая объемом, занятым частицами. В задаче о распространении плоской волны стационарной детонации в газозвеси частиц алюми-

ния решение сравнивалось с решением системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих течение в структуре стационарной волны детонации в сопутствующих координатах. В задачах ударно-волнового инициирования решение системы обыкновенных дифференциальных уравнений сравнивалось с установившимся численным решением. Расчеты нестационарных процессов и двумерных задач тестировались на последовательности вложенных сеток. Все данные расчетов подтверждают высокую точность предложенных численных алгоритмов.

ТИПЫ СТАЦИОНАРНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

Для решения задачи о распространении бегущей плоской волны гетерогенной детонации в газозвеси и об определении ее структуры используем стационарный вариант уравнений А в сопутствующей фронту системе координат [7, 8, 16, 17]. Начальное состояние отвечает невозмущенному состоянию перед фронтом, конечное состояние определяется из условий равновесия после окончания процессов релаксации и химических реакций. При этом скорость детонационной волны (ДВ) u_0 является собственным числом задачи. Минимально возможное значение этой величины u_{CJ} соответствует режиму Чепмена — Жуге (ЧЖ). При $u_0 > u_{CJ}$ возможны два конечных состояния, отвечающие пересжато- либо недосжато-режиму детонации.

Характерные времена тепловой и скоростной релаксации τ_T и τ_u являются функциями состояния. Для простоты теоретического анализа на первом этапе параметры релаксации $\alpha = \tau_T/\tau_u$ и $\beta = \tau_T/\tau_\xi$ за фронтом ДВ считались постоянными. Поскольку для широкого диапазона размеров частиц границы изменения параметров релаксации размыты, было проведено исследование детонационных режимов во всем пространстве параметров α и β . Оправданность такого подхода показана путем сравнения с результатами расчета при реальных значениях α , β , зависящих от параметров течения. В частности, показано, что качественная картина течения остается инвариантной.

Карты стационарных режимов детонации

В процессе решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений не все ко-

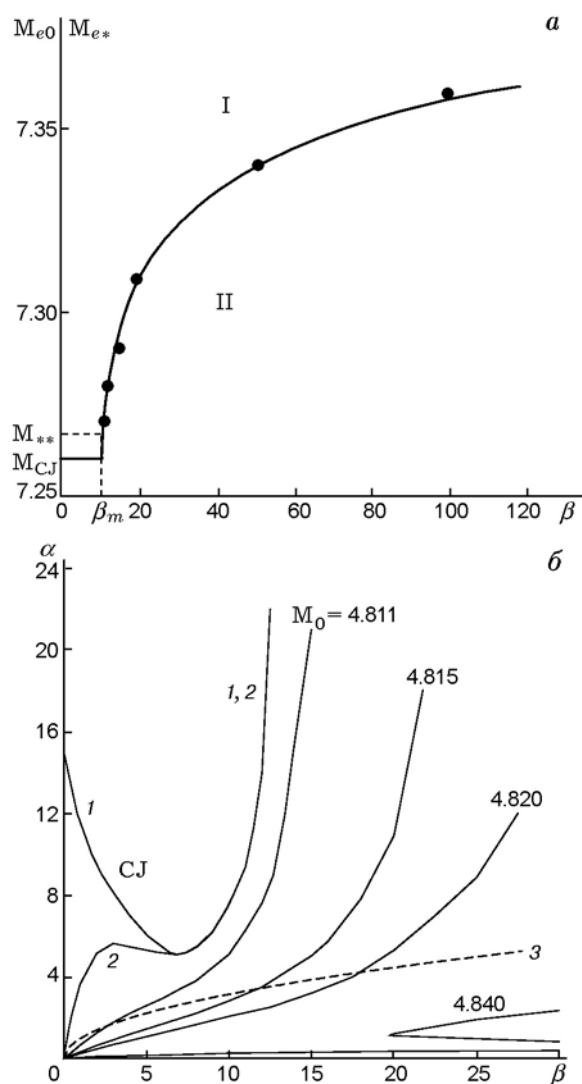


Рис. 2. Карты режимов в односкоростной (а) и двухскоростной (б) моделях детонации:

1 — режим ЧЖ, $M_0 = 4.810$, 2 — пересжатый режим, $M_0 = M_{CJ}$, кривая 3 отделяет область с выраженным ρ -слоем

нечные состояния достижимы ввиду возможного появления в решении «линии запираения» [16, 17], которая состоит из точек, где производные основных параметров становятся бесконечными. Это может происходить даже при скоростях детонации, превышающих теоретическую скорость ЧЖ. В односкоростной модели область существования решений в плоскости (M_0, β) (M_0 — число Маха ДВ, определяемое по равновесной скорости звука) находится в области I выше разделяющей кривой $M_0 = \hat{M}(\beta)$, типичная форма которой приведена на рис. 2, а (точки — результат численных эксперимен-

тов) [16]. В двухскоростной модели область существования стационарных решений в фазовом пространстве (M_0, α, β) аналогично отделяется поверхностью $M_0 = \tilde{M}(\alpha, \beta)$ [17] (M_0 определяется по замороженной скорости звука). При $M_0 < \tilde{M}(\alpha, \beta)$ стационарных решений нет, при $M_0 > \tilde{M}(\alpha, \beta)$ реализуется пересжатая детонация. На поверхности $M_0 = \tilde{M}(\alpha, \beta)$ существуют режимы с внутренней особой точкой (пересжатые и недосжатые). Поверхность $M_0 = \tilde{M}(\alpha, \beta)$, полученная численно, представлена на рис. 2,б. Каждая линия выходит на асимптоту $\beta \rightarrow \tilde{\beta}(M_0)$, $\alpha \rightarrow \infty$, в частности $\beta_{CJ}(\alpha) \rightarrow \beta_m$. Кривая 1 отвечает режиму ЧЖ ($M_0 = 4.810$), кривая 2 — пересжатому режиму с близким к режиму ЧЖ числом Маха (при $\beta > 6$ они сливаются). Как и в односкоростной модели, начиная с некоторого значения $M_0 \geq M_{**}$ стационарные решения (пересжатые режимы) существуют во всей плоскости релаксационных параметров. Конечные особые точки оказались устойчивыми для всех стационарных режимов вне «дисперсионного» интервала, т. е. при $u_k \leq c_e$ либо $u_k > c_f$ (u_k — скорость смеси в равновесном конечном состоянии, c_e — равновесная скорость звука, c_f — замороженная скорость звука в газе).

Структура течения

Исходные данные для расчетов приведены в [17]. На рис. 3,а показаны распределения давления и плотности газа и частиц в режиме недосжатой детонации при $\alpha = 10$, $\beta = 20$ (сплошные линии). Характерным здесь является резкий рост плотности частиц (так называемое явление ρ -слоя) в тонком слое за фронтом ДВ, как это наблюдалось в некоторых задачах прохождения ударных волн в гетерогенных реагирующих и нереагирующих смесях (см. работы [30, 31]). Расчеты при различных значениях α и β показали, что условиями существования ρ -слоя (условно $\rho_2 > 6$) можно считать соотношения: $\alpha/\beta \geq 1$ при $\alpha = 0 \div 1$ и $\beta = 0 \div 1$; $\alpha^2/\beta \geq 1$ в интервале $1 < \alpha \leq 7$, $\alpha > 7$ (независимо от β). На карте режимов (см. рис. 2,б) область с выраженным ρ -слоем находится выше кривой 3, включая все режимы ЧЖ.

На характерных температурных зависимостях для газа и частиц, приведенных на рис. 3,б для $\alpha = 4.6$, $\beta = 20$, прослеживается локальный максимум температуры газа на стадии воспламенения (назовем его T -изгиб).

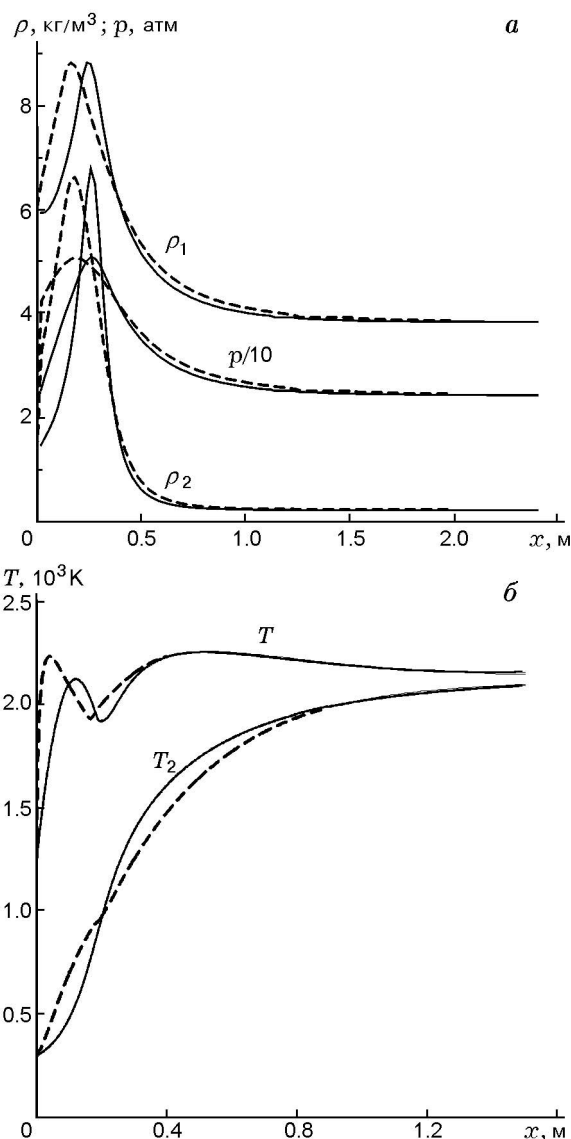


Рис. 3. Структура волны детонации: а — ρ -слой, б — T -изгиб; штриховые линии — расчет с реальными параметрами релаксации

Критерием появления T -изгиба можно считать условие $\alpha > 1$.

Результаты расчетов при реальных значениях параметров релаксации с учетом зависимости τ_T , τ_u от параметров течения по формуле Хендерсона выявляют как ρ -слой, так и T -изгиб (штриховые линии на рис. 3). Существенные различия реальной структуры и структуры при фиксированных α , β наблюдаются только в зоне воспламенения. Длина зоны воспламенения и зоны горения по порядку величины (с учетом различий в размерах частиц) согласуется с экспериментальными данными работы [1].

УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

Устойчивость относительно малых и конечных возмущений

Стационарные решения различных типов (пересжатые, недосжатые) реализуются при поддержке данных состояний поршнем, скорость которого равна конечной скорости смеси. Проводился расчет одномерных нестационарных уравнений с начальными условиями, отвечающими стационарному решению, полученному из системы обыкновенных дифференциальных уравнений, и решению, возмущенному с конечной амплитудой. Установлено, что все детонационные режимы устойчивы относительно малых и конечных возмущений (если сохраняется конечное состояние) [16].

Устойчивость относительно сопряжения с волной разрежения

Предположим теперь, что в некоторый момент времени поршень мгновенно убирается и в газовой фазе формируется центрированная волна разрежения. Задача состоит в исследовании ее взаимодействия с течением за детонационным фронтом в различных режимах детонации. Результаты расчетов (в рамках односкоростной модели в [18], двухскоростной — в [19]) показали, что в режиме ЧЖ волна детонации является устойчивой и самоподдерживающейся. Структура ДВ, состоящая из замороженного скачка уплотнения, зоны задержки воспламенения (роста давления) и зоны горения (уменьшение давления до конечного значения), сохраняется в неизменном виде. Расстояние от фронта замороженной ударной волны (УВ) до точки смыкания с волной разрежения не меняется. Возмущения из зоны волны разрежения не проникают в зону ДВ, так как конечная скорость течения смеси относительно фронта равна равновесной скорости звука. Пересжатый режим в области существования режима ЧЖ как в односкоростной, так и в двухскоростной постановке трансформируется в волну Чепмена — Жуге. Недосжатый режим с полностью сверхзвуковым конечным состоянием оказался самоподдерживающимся. Пересжатый режим вне области существования режима ЧЖ трансформируется в волну недосжатой детонации с внутренней звуковой (по замо-

роженной скорости звука) точкой и сверхзвуковым конечным состоянием. Были исследованы и иные режимы взаимодействия ДВ и волны разрежения.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ДЕТОНАЦИИ

Инициирование в плоских каналах при разрушении КВД

Рассмотрим полупространство, ограниченное твердой стенкой, часть которого — камера высокого давления (КВД) — отделена диафрагмой. Предположим, что под воздействием инициатора в КВД произошло выделение энергии, частицы алюминия сгорели и смесь перешла в новое состояние. Вне КВД параметры соответствуют начальному состоянию. В момент времени $t = 0$ диафрагма разрушается. Соответствующая начально-краевая задача решается численно. Интерес представляет влияние условий в КВД и параметров релаксации на сценарии инициирования и типы сформированных течений (инициирование в рамках равновесной модели с мгновенным тепловыделением исследовалось в [20]).

При высоких значениях параметров смеси в КВД частицы достигают температуры воспламенения непосредственно за фронтом головного ударного скачка. В этом случае сразу после разрушения диафрагмы происходит усиление ударной волны, затем ее переход в детонационную. Данный сценарий будем называть «жестким» инициированием. Протяженность зоны формирования согласуется здесь с экспериментальными данными [1–4]. Так как принятые значения параметров релаксации лежат в области существования режимов ЧЖ (см. карту детонационных режимов, рис. 2, б), то в результате инициирования формируется волна Чепмена — Жуге.

При более мягких условиях в КВД воспламенения частиц непосредственно за фронтом УВ не происходит, но оно имеет место на контактном разрыве, который образуется за головным ударным скачком и распространяется со скоростью, меньшей скорости УВ. При достаточных условиях реализуется переход к детонации, однако по иному сценарию, чем жесткое инициирование. Область горения, первоначально локализованная на контактном разрыве, распространяющемся с постоянной скоростью, при взаимодействии с зонами тепловой

и скоростной релаксации за фронтом лидирующей УВ размывается. Передний край фронта горения ускоряется и «сцепляется» с фронтом лидирующей УВ. Это приводит к усилению УВ и формированию детонационного фронта, состоящего из лидирующей УВ, зоны задержки воспламенения и зоны горения. Такой сценарий назовем «мягким» инициированием детонации [21].

Формирующаяся в результате инициирования волна отвечает режиму, который определяется значениями параметров релаксации в соответствии с картой решений (см. рис. 2, б). Вне области существования режимов ЧЖ самоподдерживающимися являются недосжатые стационарные режимы.

Критерий инициирования. Исследовалось влияние ширины КВД на инициирование детонации в различных режимах. Оказалось, что в случае жесткого инициирования догоняющая волна разрежения не разрушает сформированную ДВ при длине КВД не менее 2 см, что при принятом значении давления в ней 150 атм соответствует запасенной энергии инициирования (0.9 МДж/м²). Для мягкого инициирования (100 атм в камере) достаточно длины КВД 5 см и энергии инициирования ≈ 1.5 МДж/м². (Полученные значения сравнимы с экспериментальными данными, приведенными в [3].) Для получения критериев инициирования следует определить зависимость необходимой энергии от параметров в КВД. Оказалось, что даже при достаточно большой (бесконечной) ширине камеры существуют кривые, разделяющие в плоскости (p, T) области отсутствия детонации, мягкого и жесткого инициирования. Пределы мягкого инициирования зависят также от параметров релаксации. При заданных температуре и параметрах релаксации можно определить границы инициирования в зависимости от давления в камере и ее ширины L . Разделяющие линии в масштабе $1/L$ оказались прямыми (рис. 4, а). Удельная энергия инициирования, определяемая как $p_{\text{КВД}}L/(\gamma - 1)$ (где γ — показатель адиабаты), зависит от температуры в КВД.

Инициирование при воздействии поддерживаемых и взрывных УВ на облако частиц

Рассмотрим далее плоский канал, разделенный на две части. Пусть левая часть канала заполнена газом, по которому слева направо распространяется плоская УВ. Справа

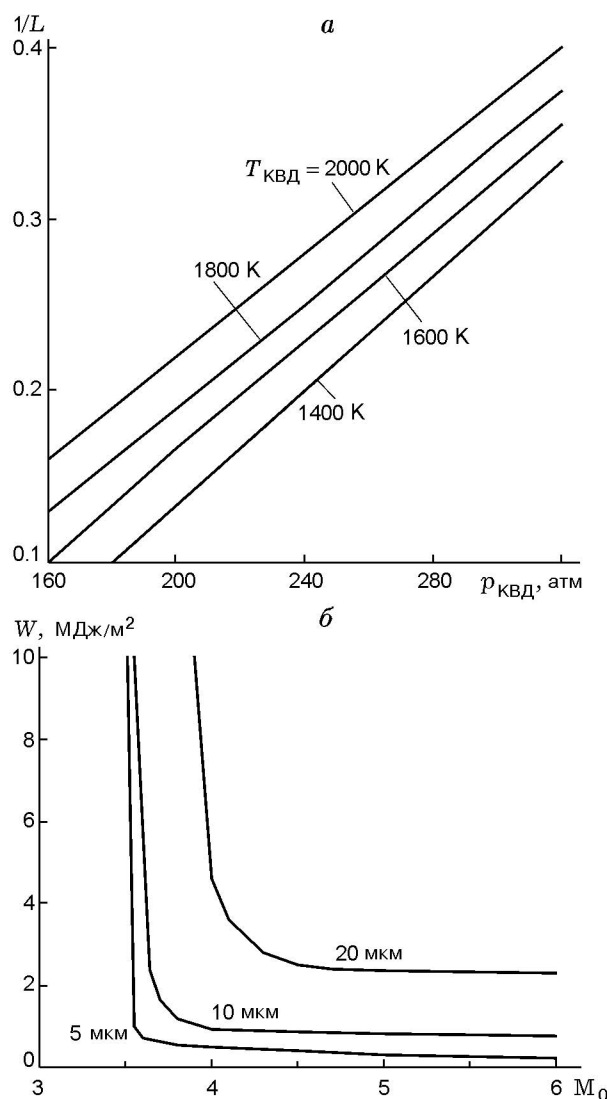


Рис. 4. Критерии инициирования детонации: а — при разрушении КВД, зависимость критической ширины камеры от давления и температуры; б — при воздействии взрывной УВ на облако частиц

от границы пространство канала заполнено смесью частиц алюминия и кислорода (облако частиц) с концентрацией частиц, близкой к стехиометрической. Рассматриваются два вида инициирующей УВ: с прямоугольным профилем (УВ, поддерживаемая поршнем) и с трапециевидным профилем скорости (УВ с примыкающей волной разрежения). Требуется определить картину течения, возникающую в канале после взаимодействия УВ с облаком частиц. Расчеты проводились с учетом зависимости параметров релаксации от параметров течения (исходные данные приведены в [22]).

При воздействии поддерживаемой УВ достаточной амплитуды в зоне, примыкающей к краю облака, температура частиц превышает порог воспламенения. В результате на краю облака образуется фронт горения, который какое-то время распространяется по смеси, не взаимодействуя с лидирующей УВ. При $M_0 = 3.5$ фронт горения развивается медленно, долго отстает от лидирующей УВ, которая проникает в глубь облака и успевает сформировать протяженный ρ -слой. Дальнейшее взаимодействие фронта горения с ρ -слоем приводит к появлению ударного скачка на фронте горения. Далее происходит резкое ускорение сформировавшейся ДВ, которая догоняет лидирующую УВ. При их слиянии выделяется значительное количество энергии, в результате чего лидирующая УВ преобразуется в сильнопересжатую ДВ. Возникшая ДВ постепенно ослабляется и переходит в режим стационарной детонации со скоростью, близкой к скорости нормальной (недожатой) детонации 1.56 км/с. Длина пути формирования стационарной структуры здесь составляет более 10 м и уменьшается с ростом амплитуды инициирующей УВ.

Критерий инициирования при воздействии взрывной УВ (сопровождаяемой примыкающей центрированной волной разрежения) связан не только с амплитудой падающей УВ, но и с полной энергией УВ в газе. Введем величину $W = \int_{X_{rw}}^{X_{sw}} (\rho_1 E_1 - \rho_{10} E_{10}) dx$ [22], где индекс 0 отвечает начальному состоянию, а пределы интегрирования определяются от точки смыкания волны разрежения с зоной постоянного течения до фронта УВ. Оказалось, что если амплитуда волны и величина W достаточны для инициирования, то сформированная стационарная ДВ уже не зависит ни от амплитуды падающей УВ, ни от энергии инициирования.

На рис. 4,б показана зависимость критической энергии инициирования от числа Маха падающей волны для различных фракций частиц. Область детонации находится сверху от кривых. Каждая кривая имеет вертикальную асимптоту, которая определяет достижение температуры воспламенения частицами за фронтом УВ, слева от кривых очаг воспламенения не возникает. Кроме того, каждая кривая характеризуется своей горизонтальной асимптотой при $M_0 \rightarrow \infty$, ниже которой детонация не развивается даже в сильных УВ и кото-

рая определяет минимальное значение необходимой энергии инициирования в зависимости от размера частиц (что качественно согласуется с экспериментальными данными [3]). Вычисленные при $M_0 = 6$ минимальные значения W составляют 0.23, 0.77 и 2.3 МДж/м² для частиц размером 5, 10 и 20 мкм соответственно. Результаты согласуются как с оценками критической энергии инициирования при разрушении диафрагмы в КВД, так и с экспериментальными результатами [3], относящимися к газозвеси алюминия в кислороде. В [3] для сферической детонации частиц размером 3.5 мкм оказалось достаточно 125 г ТНТ, что при пересчете на плоский случай дает оценку 0.15 МДж/м² (сопоставимо с расчетным значением 0.23 МДж/м² для частиц размером 5 мкм).

ДВУМЕРНЫЕ ДЕТОНАЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Иницирование детонации в слое при воздействии поддерживаемой УВ

Рассмотрим плоский канал, к нижней стенке которого прилегает прямоугольное облако взвеси алюминиевой пыли. Предположим, что поддерживаемая (с прямоугольным профилем) плоская УВ, распространяясь по каналу, входит в облако. При некоторых значениях амплитуды УВ в облаке может возникнуть гетерогенная детонация. Поскольку облако занимает только часть сечения канала, становятся важны двумерные эффекты. Начально-краевая задача, описывающая детонационное течение смеси, формулируется соответственно физической постановке [23]. Расчеты проводились для частиц размером 5 мкм и ширины канала 10 см, ширина облака частиц менялась от 2 до 9 см.

Прямоугольная УВ достаточной амплитуды ($M_0 = 5$, скорость 1.73 км/с) при входе в облако создает условия для воспламенения частиц и быстрого формирования ДВ. Далее устанавливается режим стационарной пересжатой детонации, скорость распространения которой в одномерной постановке 1.74 км/с. Конечные размеры ширины облака приводят к тому, что входящая в облако УВ изгибается и преломляется. По мере развития зоны горения фронт внутри облака ускоряется, ρ -слой за фронтом лидирующей УВ переходит в ρ -слой детонационной структуры, остальная область заполняется продуктами детонации, содержа-

щими недогоревшие частицы. В начальный момент взаимодействия УВ с ограниченным облаком внутри него возникает поперечная волна давления, которая распространяется по каналу и, многократно отражаясь затем от верхней и нижней стенок, приводит к флуктуациям течения на фронте и за фронтом лидирующей УВ. Течение за фронтом ДВ, сопряженной с УВ в газе, не является стационарным, но в среднем по времени скорость распространения фронта выходит на постоянное значение.

При $M_0 = 5$ скорость УВ вне облака и скорость ДВ в облаке почти совпадают. Поэтому ширина облака не влияет на скорость установившегося режима детонации, хотя в узком облаке установление происходит быстрее. Осредненное по времени распространения ДВ течение отвечает здесь режиму пересжатой стационарной детонации.

Подобная картина распространения ударной/детонационной волны в канале имеет место и в случае, когда поддерживаемая иницирующая УВ распространяется со скоростью, меньшей скорости ЧЖ. Здесь средняя по времени скорость сформированного детонационного течения составляет 1.55 км/с для облака шириной 4 см и 1.5 км/с при ширине облака 2 см, что ниже скорости ЧЖ (1.56 км/с). Течение при этом характеризуется неустойчивостью контактной поверхности, отделяющей облако несгоревших частиц и продуктов детонации от чистого газа (рис. 5, а).

Иницирование детонации в слое при воздействии взрывной УВ

Одна из особенностей взаимодействия реальной УВ (ослабляемой волной разрежения) с облаком частиц конечной ширины состоит в том, что УВ вне облака затухает. Однако, если детонационное сгорание в облаке компенсирует это затухание, выход на квазистационарный режим детонации в среде возможен. Это имеет место при соответствующей воспламенению частиц амплитуде и достаточной для формирования детонационного течения в облаке энергии падающей УВ (как и в одномерной задаче взаимодействия УВ с облаком), а кроме того, при достаточной ширине облака для поддержания распространения комбинированной ударно-детонационной волны в канале.

При воздействии взрывной УВ в «узком» облаке (шириной 2 см) формируется структура, состоящая из лидирующей УВ и распро-

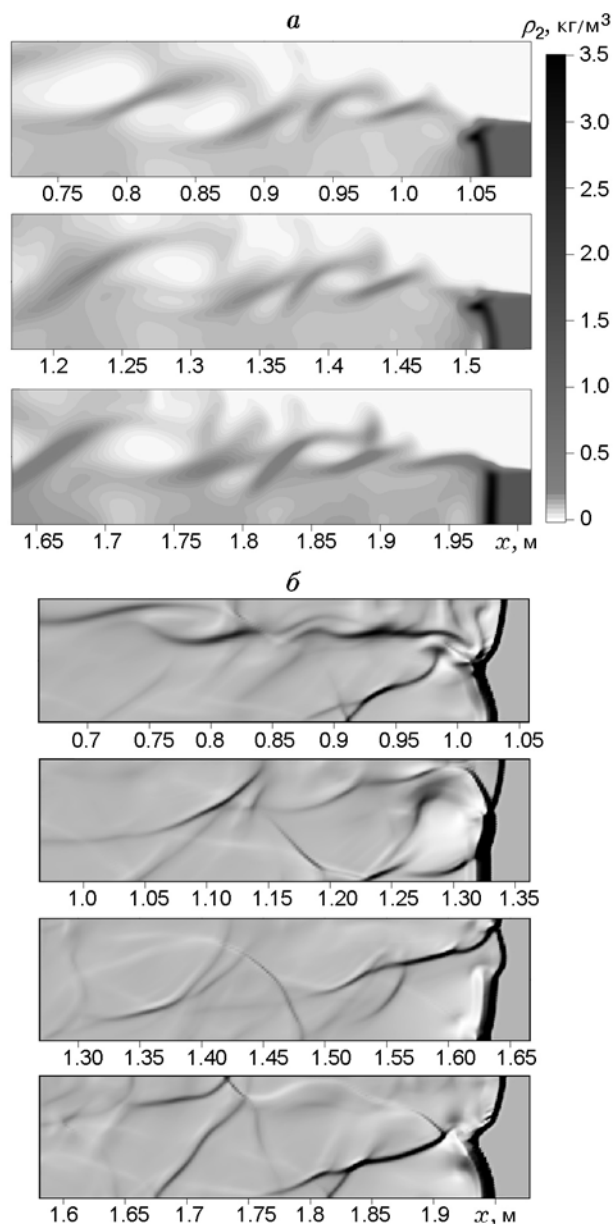


Рис. 5. Квазистационарные режимы детонации в ограниченном по ширине облаке:

а — поддерживаемая низкоскоростная иницирующая УВ (поле плотности частиц); б — взрывная иницирующая УВ (поле градиентов давления)

страняющегося на некотором расстоянии от нее фронта горения. Затем лидирующая УВ замедляется и затухает, а фронт горения отстает. При ширине облака 4 см при тех же условиях формируется промежуточный режим, фронт горения в какой-то момент догоняет и сливается с лидирующей УВ, но амплитуда сформированной волны еще недостаточна для поддер-

жания детонационного течения в канале. При ширине облака 6 см формируется детонационная структура, смыкающаяся с УВ вне облака, и комбинированная ударная/детонационная волна распространяется вдоль канала. Режим распространения здесь также не является стационарным (рис. 5, б). Отчетливо прослеживается прохождение поперечной волны, которая, отражаясь от верхней и нижней стенок канала и от контактной границы, способствует образованию сложной и нерегулярной ячейкоподобной структуры течения. Поверхность облака несгоревших частиц, так же как и на рис. 5, а, становится неоднородной с образованием множественных вихревых структур. Тем не менее характер распространения ДВ в ограниченном облаке в канале является периодическим, средняя по времени скорость детонации отвечает скорости Чепмена — Жуге [24].

ФОРМИРОВАНИЕ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ

Как известно, широко используемая модель детонации Зельдовича — Неймана — Дёринга, являясь идеальным приближением, не описывает реальных ДВ, которые распространяются в форме многофронтной или ячейистой детонации. Детонационный фронт при этом состоит из участков пересжатой и затухающей ДВ, соединяющихся в тройных точках, из которых выходят также поперечные волны. Система поперечных волн, движущихся в противоположных направлениях, является регулярной, а траектории тройных точек при распространении фронта формируют картину в виде некоторых ячеек.

Численное моделирование ячейистой детонации в газозвеси частиц алюминия в кислороде проводилось для стехиометрических смесей [25]. Формирование ячейистой структуры происходит при ударно-волновом инициировании детонации в облаке, заполняющем полупространство плоского канала. Роль инициатора малых возмущений выполняет начальная неоднородность плотности частиц на передней кромке облака $\Delta\rho_2(x, y) = \rho_{20}\delta \cos(\pi y/Y)$ ($\Delta\rho_2$ — наложенное возмущение плотности частиц, $\delta = 0.1$ — амплитуда возмущения, Y — ширина канала).

Двумерная картина течения (рис. 6, а) показывает возникновение неравномерной структуры ячейистой детонации. Точки *C* соответствуют столкновениям поперечных волн, а участок *S* в центре рисунка представляет собой

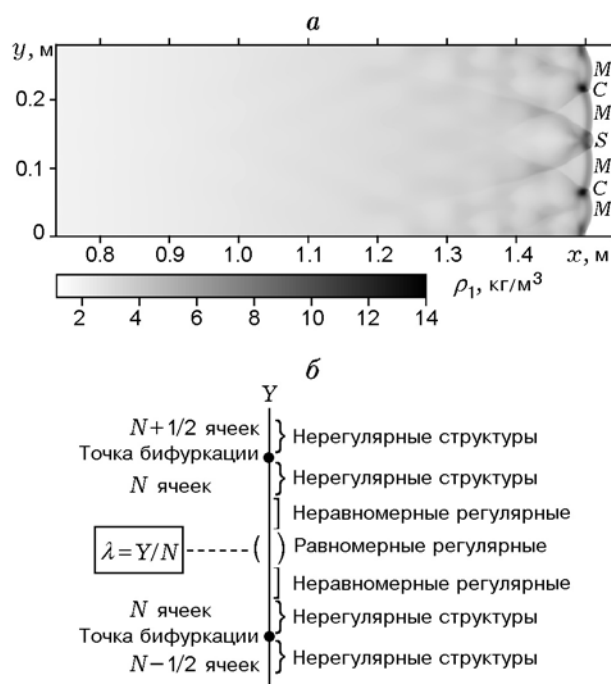


Рис. 6. Численное моделирование ячейистой детонации:

а — мгновенная картина течения (поле плотности газа, $d = 5$ мкм); б — зависимость результатов расчета от ширины канала

пересжатую ДВ, здесь столкновение тройных точек уже произошло и поперечные волны расходятся. Участки *M* отвечают ножкам Маха, где в этот момент времени происходит переход от пересжатой детонации к затухающей.

Одним из важных вопросов ячейистой детонации является установление связи между размером ячейки и характеристиками детонации. Основными геометрическими масштабами в газовой детонации являются протяженности зон индукции (задержки воспламенения) и горения. Детонационные течения в дисперсных средах характеризуются также процессами межфазного взаимодействия (скоростной и тепловой релаксации), в силу чего им присущи дополнительные масштабы. Протяженности перечисленных характерных зон в гетерогенной детонации зависят от размера частиц.

В свою очередь, в численных расчетах следует принимать во внимание влияние ширины расчетной области, конечно-разностной схемы и параметров сетки. Зависимость числа ячеек от ширины канала носит скачкообразный характер. В точках бифуркации небольшое увеличение ширины канала приводит к измене-

нию числа ячеек. Влияние ширины канала на результаты расчетов схематически представлено на рис. 6, б. В широких каналах вблизи точек бифуркации структуры нерегулярны, характеризуются дроблением и слиянием ячеек. В промежутках между точками бифуркации структуры регулярные, но неравномерные. При некотором значении ширины канала между точками бифуркации формирующаяся структура равномерна.

Расчеты на различных сетках (включая вложенные) с использованием двух различных конечно-разностных методов (ТВД — Мак-Кормака и ТВД — Джендри) показали следующее. При ширине канала, близкой к значению бифуркации (структура нерегулярна или неравномерна), результаты в значительной степени зависят от выбранной схемы и сеточного разрешения. Если формирующаяся структура регулярна и равномерна (или близка к равномерной), то расчеты воспроизводят одно и то же число ячеек на ширину канала. С учетом этого характерный размер детонационной ячейки определялся из результатов формирования регулярных структур в каналах, содержащих более двух ячеек.

Значения поперечного размера детонационной ячейки λ , определенные по результатам расчетов, можно аппроксимировать степенной зависимостью от диаметра частиц $\lambda = \lambda_0 (d/d_0)^\theta$, где $\lambda_0 = 27$ см при $d_0 = 10$ мкм, а показатель степени составляет $\theta = 1.6$.

Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными [32] и расчетными данными [33] для бедной взвеси частиц алюминия.

ВЫВОДЫ

В работе приведено замкнутое изложение верифицированной физико-математической модели гетерогенной детонации смеси алюминиевых частиц и кислорода, включающее:

- классификацию стационарных течений идеальной и неидеальной детонации,
- доказательство их устойчивости либо неустойчивости относительно конечных и инфинитезимальных возмущений, относительно взаимодействия с волнами разрежения,
- выявление критериев инициирования режимов Чепмена — Жуге, недосжатых и

пересжатых, квазистационарных в среднем детонационных течений, инициируемых поддерживаемыми и реальными ударными волнами в плоских каналах, частично или полностью заполненных газозвезью,

- анализ ячеистой структуры и выявление степенной связи поперечного размера детонационной ячейки от диаметра частиц, определяемой характерными масштабами всех протекающих в смеси релаксационных процессов, которые включают воспламенение и горение частиц, процессы тепловой и скоростной релаксации фаз.

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 Symp. (Intern.) on Combustion*. 1982. P. 655–663.
3. **Борисов А. А., Хасаинов Б. А., Вейссьер Б. и др.** О детонации взвесей алюминия в воздухе и кислороде // *Хим. физика*. 1991. Т. 10, № 2. С. 250–272.
4. **Veysiere B., Bourinnes R., Manson N.** Detonations des melanges biphasiques ethylene — oxygene — azote — particules d'aluminum // *C. r. Akad. sci. Ser. B*. 1980. V. 290. P. 147–149.
5. **Pu Y. K., Yill K.** Transition to detonation in aluminum dust-air mixtures under weak ignition conditions // *Conference Proc. 16th ICEDERS*, Aug. 3–8, 1997. University of Mining and Metallurgy, AGH, Cracow, Poland. P. 303–307.
6. **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.
7. **Еремеева Т. А., Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М.** К теории идеальной и неидеальной детонации аэрозвесей. Новосибирск, 1986. (Препр./АН СССР. Сиб. Отд-ние. ИТПМ; № 37–86).
8. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
9. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1, 2.
10. **Похил П. Ф., Беляев А. Ф., Фролов Ю. В. и др.** Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972.

11. **Boiko V. M., Lotov V. V., Papyrin A. W.** Ignition of metal powders in reflected shock waves // Arch. Combust. 1988. V. 8, N 2. P. 101–114.
12. **Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В.** Воспламенение газозвесей дисперсных материалов за ударными волнами // Тр. 1 Междунар. коллоквиума по взрываемости промышленных пылей. Варшава, 1985. Ч. 2. С. 188–195.
13. **Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Тимофеев Б. И. и др.** Воспламенение пылей за ударными волнами // III Intern. School on Explosibility of Industrial Dusts (Turawa 5–7 Nov. 1982). Papers / P. Wolanski (Ed.). Turawa, 1982. P. 5–16.
14. **Бекстед М. В.** Анализ данных по времени горения частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 5. С. 55–69.
15. **Dreizin E. L.** On the mechanism of asymmetric aluminum particle combustion // Combust. Flame. 1999. V. 117. P. 841–850.
16. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Типы и устойчивость детонационных течений аэрозвеси алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
17. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравномерности частиц // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 6. С. 80–91.
18. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Взаимодействие детонационных волн и волн разрежения в аэрозвеси частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 2. С. 102–110.
19. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Определение самоподдерживающихся режимов неидеальной детонации на модели аэрозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 5. С. 95–102.
20. **Федоров А. В., Тетенов Е. В.** Иницирование гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 83–89.
21. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование ударно-волнового иницирования гетерогенной детонации аэрозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 81–88.
22. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование иницирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 1. С. 114–122.
23. **Хмель Т. А., Федоров А. В.** Взаимодействие ударной волны с облаком частиц алюминия в канале // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 2. С. 89–98.
24. **Fedorov A. V., Khmel T. A.** Formation of two-dimensional detonation structure in aluminum gas suspension in a channel // Confined Detonations and Pulse Detonation Engines / G. Roy et al. (Eds). Moscow: Torus Press, 2003. P. 141–156.
25. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 4. С. 84–98.
26. **Афанасьева Е. А., Левин В. А.** Воспламенение и горение частиц алюминия за ударными и детонационными волнами // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 1. С. 8–14.
27. **Harten A.** High resolution schemes for hyperbolic conservation laws // J. Comput. Phys. 1983. V. 49. P. 357–393.
28. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
29. **Хмель Т. А.** Численное моделирование двумерных детонационных течений в газозвеси реагирующих твердых частиц // Мат. моделирование. 2004. Т. 16, № 6. С. 73–77.
30. **Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С.** Численное моделирование распространения ударных волн по неоднородной пылегазовой смеси // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290, № 4. С. 816–819.
31. **Коробейников В. П., Марков В. В., Сизых Г. Б.** Численное решение двумерных нестационарных задач о движении горючей пылегазовой смеси // Докл. АН СССР. 1991. Т. 316, № 5. С. 1077–1081.
32. **Ingignoli W., Veyssiere B., Khasainov B. A.** Study of detonation initiation in unconfined aluminum dust clouds // Gaseous and Heterogeneous Detonations / G. Roy et al. (Eds). Moscow: ENAS-Publ., 1999. P. 337–350.
33. **Benkiewicz K., Hayashi A. K.** Two-dimensional numerical simulations of multi-headed detonations in oxygen-aluminum mixtures using an adaptive mesh refinement // Shock Waves. 2003. V. 13. P. 385–402.

Поступила в редакцию 31/1 2006 г.