

ФОРМИРОВАНИЕ И ВЫРОЖДЕНИЕ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В БИДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

А. В. Фёдоров, Т. А. Хмель

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

Методами численного моделирования и акустического анализа исследуется влияние полидисперсности на формирование ячеистой гетерогенной детонации в газовзвесах частиц алюминия и кислорода. Установлено влияние состава на характер и размер формирующихся ячеистых структур. Обнаружено частичное и в некоторых случаях полное вырождение ячеистой детонации в бидисперсных взвесах в плоскую детонационную волну. Данные численных расчетов согласуются с результатами акустического анализа стационарных детонационных структур бидисперсных взвесей. Аналогичный анализ для трех- и пятифракционных смесей указывает на затруднительность формирования ячеистой детонации при значительной дисперсии частиц.

Ключевые слова: газовзвеси, ячеистая детонация, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что распространение детонационных волн в газах может происходить в режиме многофронтной или ячеистой детонации. Свойственные ячеистой детонации поперечные волны играют большую роль при распространении детонационных волн в условиях изменяющейся геометрии и выходе их в открытое пространство. При распространении детонации в ограниченных объемах определяющее значение имеет соотношение масштабов детонационных ячеек и характерных геометрических параметров области, в которой протекает процесс.

Существование ячеистой гетерогенной детонации подтверждено экспериментально в [1, 2] и методами численного моделирования в [3–5]. В частности, в [5] по модели монодисперсной стехиометрической смеси алюминия в кислороде численно установлена связь между размером ячейки и геометрическими масштабами структуры детонационной волны. Путем варьирования ширины канала и анализа формирующихся структур определены размеры ячеек для различных фракций частиц диаметром $1 \div 12$ мкм и установлена степенная зависимость размера ячейки от диаметра частиц с показателем 1.6. Аналогичные зависимости с различными показателями степени выявлены также для

характерных масштабов зон задержки воспламенения, горения, тепловой и скоростной релаксации. Сравнительный анализ этих показателей степени позволил сделать вывод, что размер ячейки определяется масштабами всех протекающих в смеси релаксационных процессов. Результаты численных расчетов [4, 5] размеров детонационных ячеек согласуются как с экспериментальными данными [1], так и с данными расчетов [3], выполненных для частиц размером 1 и 3.5 мкм. Кроме того, расчетные значения размера ячейки и значения показателя степени согласуются с оценками, полученными в [5] на основе акустического анализа по методу работы [6].

Теоретические и численные исследования [3, 4] проводились в предположении монодисперсности взвеси. Однако порошки металлов являются, как правило, полидисперсными и характеризуются некоторой функцией распределения частиц по размерам. Учет этого фактора принимался во внимание в теоретических исследованиях плоских детонационных волн в [7, 8], где изучалось влияние состава взвеси частиц унитарного топлива (функции распределения по частицам) на процессы инициирования.

Детонация в бидисперсных взвесах исследовалась в [9, 10]. В [9] на основе анализа автомодельного решения неидеальной детонации показана возможность существования двухфронтных режимов в двухфракционной взвеси частиц унитарного топлива. В [10] численно

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

исследовались процессы инициирования и распространения плоских детонационных волн в бидисперсной газозвеси частиц алюминия и кислорода. Выявлены существенные отличия от монодисперсной взеси как по сценариям инициирования, так и по структуре стационарных волн. В силу большего числа релаксационных процессов (химической, скоростной и тепловой релаксации для каждой из фракций) и значительного различия их временных масштабов (например, для частиц размером 1 и 3.5 мкм — почти на порядок), структура течения является более сложной, чем в монодисперсных взесях. В частности, течение характеризуется двойным ρ -слоем, а в профиле давления возможны две точки локального максимума, значения которых зависят от параметра насыщенности одной из дискретных фракций.

Расчетных исследований ячейистой детонации в полидисперсных взесях, насколько нам известно, не проводилось. Очевидно, что в данном случае, как и в монодисперсных взесях, на характер ячейистой детонации большое влияние могут оказывать процессы релаксации. Размер детонационной ячейки может быть связан не только с размерами частиц каждой фракции, но и с их концентрациями (параметром насыщенности). Поскольку структуры детонационных волн в монодисперсных и бидисперсных взесях качественно различны [10], то представляют интерес следующие вопросы: существует ли ячейистая детонация в бидисперсных взесях, каковы ее особенности, какое влияние оказывает фракционный состав на такие характеристики ячейистой детонации, как размер ячейки, степень пересжатия или загущения участков фронта, а также максимальные значения параметров (например, давления при столкновении тройных точек).

Настоящая работа посвящена численному моделированию ячейистой гетерогенной детонации в бидисперсных газозвесах частиц алюминия в кислороде стехиометрического состава. Результаты численных расчетов сопоставлены с оценками размера детонационной ячейки на основе рассмотрения стационарных детонационных структур в акустическом приближении. Соответствующий анализ проведен также для некоторых полидисперсных взесей с 3 и 5 фракциями.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Физико-математическая модель неидеаль-

ной детонации стехиометрической взеси частиц алюминия в кислороде развита в [11–14] и применялась для расчета двумерных течений в [14, 5]. Детальное изложение модели применительно к расчетам двумерных течений ячейистой детонации в монодисперсной взеси частиц алюминия стехиометрического состава приведено в [5]. Уравнения для бидисперсной взеси также вытекают из законов сохранения массы, импульса и энергии для газовой фазы и каждой фракции дисперсной фазы и являются обобщением уравнений, представленных в [10], на двумерный случай или обобщением модели [5] на случай бидисперсной взеси. Система замыкается уравнениями состояния, соотношениями, выражающими межфазное взаимодействие — силу Стокса при обтекании частиц в потоке газа за фронтом ударной (детонационной) волны и теплообмен между газом и каждым из дискретных компонентов с учетом изменения числа Нуссельта, а также уравнениями приведенной химической кинетики типа Аррениуса. В описании процесса горения частиц алюминия учитывается неполное сгорание и принимается температурный критерий воспламенения с одним и тем же значением температуры воспламенения (T_{ign}) для всех компонентов. Предполагается, что остаточная массовая концентрация каждой из фракций пропорциональна их начальной массовой концентрации.

Начально-краевая задача ставится как задача ударно-волнового инициирования детонации в облаке газозвеси, занимающем полупространство плоского канала, аналогично [5, 10, 14]. Значения параметров инициирующей взрывной ударной волны выбираются таким образом, чтобы обеспечить развитие детонации в облаке смеси. В качестве инициатора поперечных волн ячейистой детонации принимается малое монотонное возмущение плотности частиц на кромке облака. Начальное распределение плотности частиц $\rho_{p0}(x, y)$, таким образом, имеет вид:

$$\begin{aligned} \rho_{p0}(x, y) &= \rho_{st}(1 + \beta \cos(\pi y/Y)) \\ \text{при } X_{cl} \leq x \leq X_{cl} + \delta X, \\ \rho_{p0}(x, y) &= \rho_{st} \\ \text{при } X_{cl} + \delta X < x < +\infty. \end{aligned}$$

Здесь X_{cl} — координата края облака, δX — толщина возмущенного слоя, Y — ширина канала, β — малый параметр, $\rho_{st} = 1.34 \text{ кг/м}^3$ —

плотность частиц при стехиометрии. По мере распространения сформировавшейся плоской детонационной волны малые возмущения усиливаются и складываются в регулярную систему поперечных волн, что моделирует развитие ячейистой детонации.

Численный алгоритм изложен и тестирован на задачах распространения и инициирования плоской и двумерной детонации в [15] и применялся для расчетов ячейистой детонации в монодисперсной взвеси в [5].

Рассматривалось течение в канале фиксированной ширины ($Y = 0.066$ м) для взвесей, состоящих из частиц размером 3.5 и 1 мкм, 3.5 и 2 мкм, 2 и 1 мкм. Состав бидисперсной смеси характеризуется параметром насыщенности $\eta = \rho_{30}/\rho_{p0} = \rho_{30}/(\rho_{20} + \rho_{30})$, определяющим относительную массовую концентрацию мелкой фракции в твердой фазе. Здесь индекс 0 соответствует начальному состоянию, а индексы 2 и 3 относятся к фракциям крупных и мелких частиц соответственно, как и в [10]. Значения $\eta = 0$ и 1 соответствуют монодисперсным взвесям крупных и мелких частиц соответственно.

Приведем далее некоторые результаты расчетов ячейистой детонации монодисперсных взвесей при указанных выше значениях размеров частиц и ширины канала, с которыми впоследствии будет проводиться сравнение результатов расчетов для бидисперсных взвесей.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В МОНОДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЯХ

Как установлено в [5], в монодисперсных взвесах частиц алюминия в кислороде ячейистая детонация развивается при всех размерах частиц в диапазоне 1 ÷ 12 мкм. Развитие ячейистой детонации в монодисперсных взвесах частиц размером 3.5 и 1 мкм иллюстрирует рис. 1, а, б, где приведены поля максимального давления за время развития процесса $p_{\max}(x, y) = \max_t [p(x, y, t)]$ (см. теневую шкалу на рис. 1, б). Зависимость характера ячейки от ширины канала и расчетные значения размеров ячейки соответствуют данным работы [5]. Неравномерность размеров детонационных ячеек для частиц диаметром 3.5 мкм (рис. 1, а) указывает на то, что принятая ширина канала не кратна половине собственного размера ячейки [5]. Для взвеси частиц размером 1 мкм при

той же ширине канала ячейки формируются почти равномерными, а их поперечный размер отвечает полученной в [5] аппроксимационной формуле

$$\lambda = \lambda_0(d/d_0)^\theta, \quad (1)$$

где $\theta = 1.6$, $\lambda_0 = 27$ см, $d_0 = 10$ мкм.

Типичная структура поля течения развитой ячейистой детонации взвеси частиц диаметром 2 мкм в фиксированный момент времени представлена в виде поля давления на рис. 1, в и в виде теневого рельефа поверхности плотности газа на рис. 1, г (поле $\partial\rho_1/\partial x$, темный цвет — отрицательные значения, светлый — положительные). Отметим аналогию между ячейистой детонацией в монодисперсной взвеси и ячейистой газовой детонацией. При прохождении поперечных волн здесь также происходит существенное затухание фронта (давление в точке химпика уменьшается до 40 атм, что составляет около 80 % величины, соответствующей режиму Чепмена — Жуге), а столкновение поперечных волн аналогично взрыву (давление возрастает до 140 ÷ 150 атм).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В БИДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ

При проведении расчетов для бидисперсных газовзвесей частиц алюминия в кислороде обнаружено, что ячейистая детонация развивается не во всех случаях. При развитии ячейистой детонации характер сформированных структур отличается от структур, возникающих в монодисперсной взвеси. Результаты расчетов представлены на рис. 2–6. Для наглядности сравнения рисунки построены в тех же теневых масштабах, что и соответствующие картины на рис. 1.

3.1. Взвеси с доминированием крупной фракции

При малом содержании мелких частиц в бидисперсной взвеси ячейистые структуры формируются, и их характеристики близки к соответствующим характеристикам монодисперсной взвеси крупных частиц.

Результаты для двух взвесей, 90 % частиц которых имеют диаметр 3.5 мкм, а 10 % — 1 или 2 мкм, представлены на рис. 2. На рис. 3 показаны результаты для смесей частиц с $d = 3.5$ и 1 мкм, а также 2 и 1 мкм, в которых

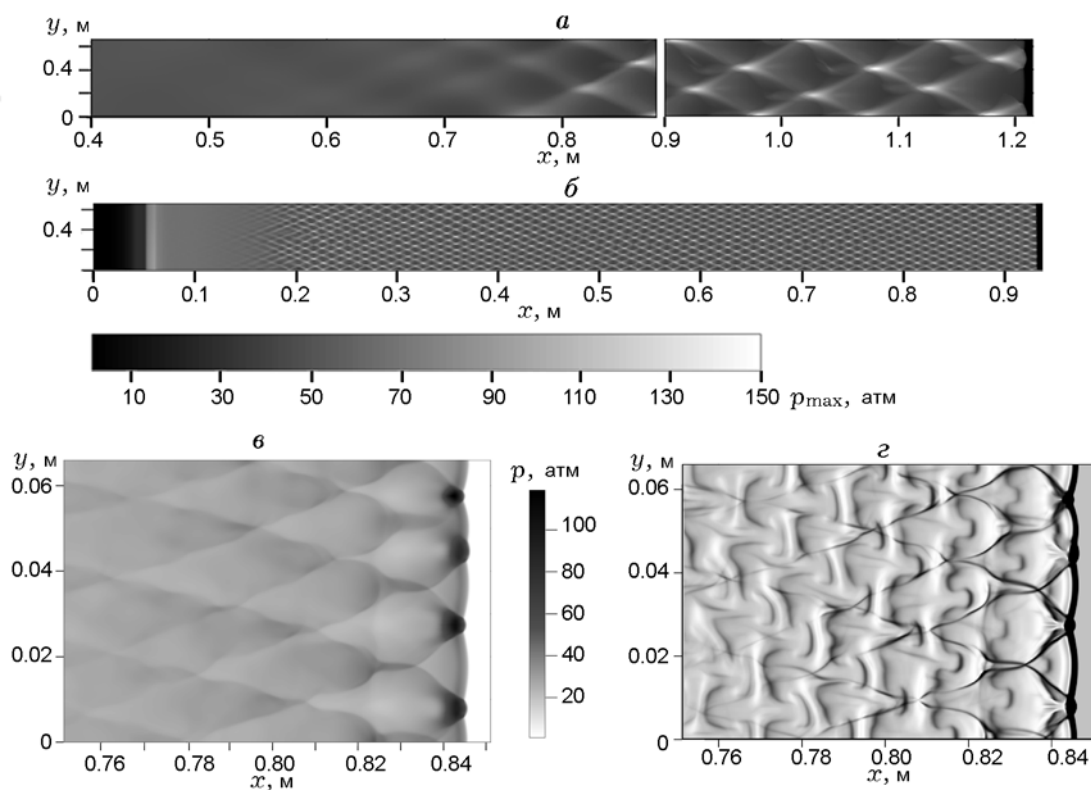


Рис. 1. Формирование ячеистой детонации в монодисперсных взвешах частиц размером 3.5 (а), 1 (б), 2 мкм (в, з):

а, б — картины максимального давления, в, з — мгновенные картины течения: поле давления (в), поле продольных градиентов плотности газа (з)

70 % дискретной фазы составляют более крупные частицы. Отметим, что общая картина формирования ячеистой детонации (постепенное развитие поперечных волн на фоне плоской детонационной волны) и размер ячеек соответствуют монодисперсным взвешам преобладающей фракции (см. рис. 1). Однако имеются определенные отличия.

Первая характерная особенность ячеистой детонации бидисперсных взвесей состоит в уменьшении максимальных значений пикового давления в тройных точках. Графически это выражается в уменьшении контрастности изображений рис. 2 и 3 относительно рис. 1 (картины $p_{\max}(x, y) = \max_t[p(x, y, t)]$ на рис. 1–3 построены в единой теневой шкале). Расчетные значения максимальных пиковых давлений при столкновении тройных точек в монодисперсных взвешах составляют 152 атм (3.5 мкм) и 147 атм (2 и 1 мкм). В смесях частиц с $d = 3.5$ и 1 мкм это значение уменьшается до 127 атм

при $\eta = 0.1$, 113 атм при $\eta = 0.15$ и 95 атм при $\eta = 0.3$, а в смесях частиц с $d = 2$ и 1 мкм — до 106 атм при $\eta = 0.3$.

Второй отличительной чертой формирования ячеистой детонации в бидисперсных взвешах является задержка развития и ослабление поперечных волн. Это свойство проявляется в смеси частиц размером 3.5 и 1 мкм уже при $\eta = 0.1$ (ср. рис. 2,а и рис. 1,а) и особенно при $\eta = 0.3$ (ср. рис. 3,а и рис. 1,а). На рис. 3,а фронт остается плоским до $x = 1.5$ м, а ячеисто-подобные структуры формируются на участке $2.2 \div 2.6$ м. Тогда как в монодисперсной взвеси частиц с $d = 3.5$ мкм (см. рис. 1,а) ячейки сформировались уже к $x = 1$ м, а в монодисперсной взвеси частиц с $d = 1$ мкм (рис. 1,б) — к $x = 0.25$ м. Подобное свойство отмечается для всех рассмотренных бидисперсных смесей.

Третьей характерной особенностью ячеистой детонации является ее определенная вырожденность в бидисперсной взвеси (рис. 4). Из

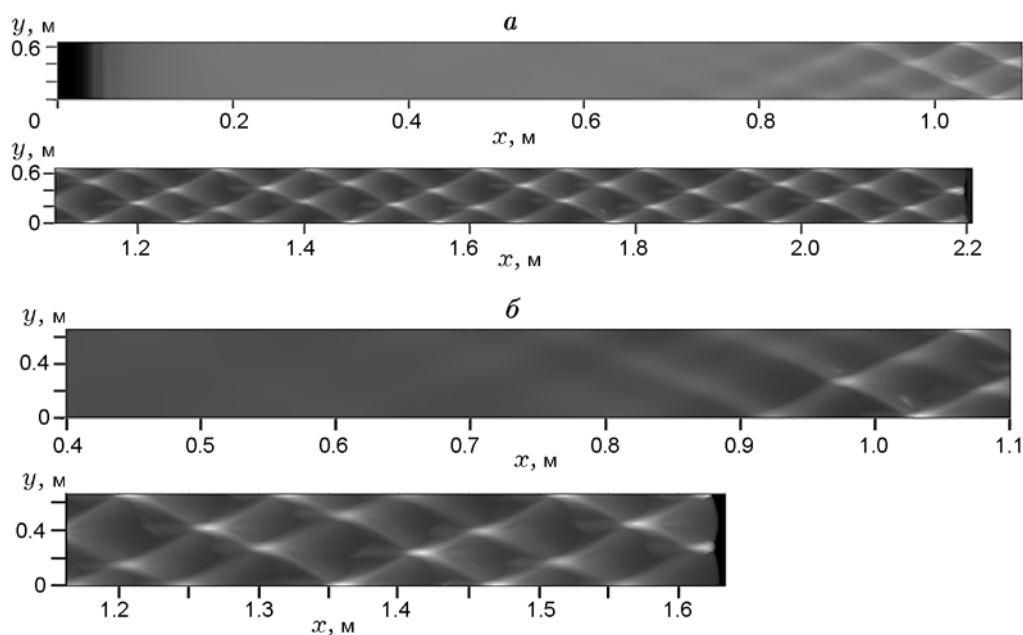


Рис. 2. Формирование и распространение ячеистой детонации в бидисперсных взвесьях с доминированием крупной фракции ($\eta = 0.1$):

a — 3.5 и 1 мкм, $б$ — 3.5 и 2 мкм

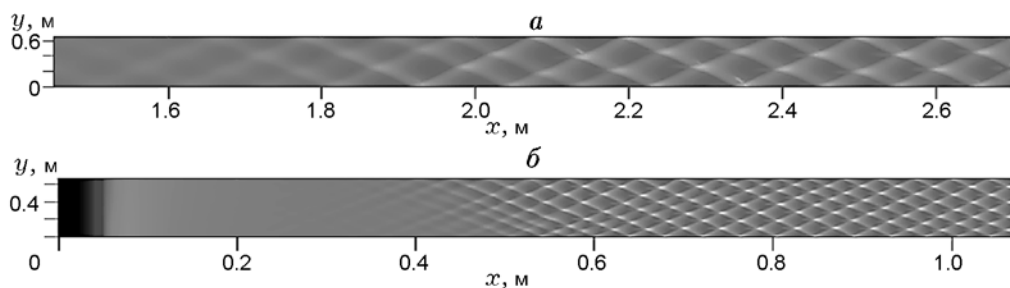


Рис. 3. Формирование ячеистой детонации при $\eta = 0.3$:

a — 3.5 и 1 мкм, $б$ — 2 и 1 мкм

сравнения рис. 4, a , 4, b и 1, b , а также 4, b , 4, g и 1, g видно, что здесь, в отличие от монодисперсной взвеси, фронт лидирующей ударной волны и поперечные волны менее искривлены, а амплитуда изменений параметров (контрастность рисунков) ниже. Это свидетельствует о том, что поперечные волны слабее, а степени пересжатия и затухания участков детонационного фронта меньше, чем в ячеистой детонации монодисперсной взвеси. В смеси частиц с $d = 2$ и 1 мкм при $\eta = 0.6 \div 0.7$ фронт наиболее приближен к плоской волне детонации, хотя и имеет некоторые признаки ячеистой. Таким

образом, формирующаяся детонация в бидисперсной взвеси обладает некоторыми промежуточными свойствами плоской детонации и ячеистой детонации монодисперсной взвеси.

3.2. Взвеси с доминированием мелкой фракции

В смесях с преобладанием мелких частиц ячеистые структуры также образуются, их размер соотносится с размером ячейки в монодисперсной взвеси частиц мелкой фракции (рис. 5). Максимальные значения давления при столкновении тройных точек также ниже,

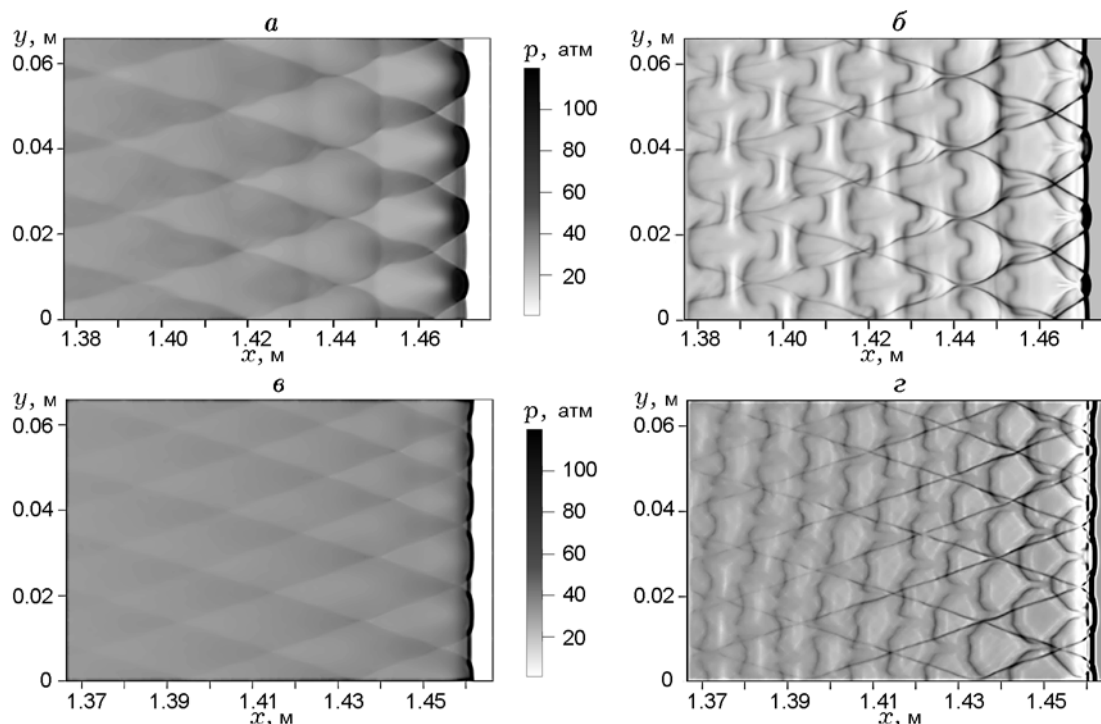


Рис. 4. Мгновенные картины течения ячейистой детонации в бидисперсной взвеси частиц размером 2 и 1 мкм:

$\eta = 0.3$ (*a, б*), 0.6 (*в, г*); *a, в* — поле давления, *б, г* — поле x -градиентов плотности газа

чем в монодисперсной взвеси частиц размером 1 мкм (147 атм). Например, в смесях частиц с $d = 3.5$ и 1 мкм они составляют 137 атм при $\eta = 0.9$, 124 атм при $\eta = 0.7$, 104 атм при $\eta = 0.6$ и 95 атм при $\eta = 0.55$. В смесях частиц с $d = 2$ и 1 мкм максимальное давление достигает 82 атм при $\eta = 0.7$, минимальное — 78 атм при $\eta = 0.65$, но при дальнейшем уменьшении η вновь увеличивается до 81 атм при $\eta = 0.6$ и 94 атм при $\eta = 0.5$.

Здесь можно отметить, что траектории тройных точек при уменьшении η становятся более спрямленными и равномерно освещенными, что видно из сравнения рис. 5, *a–г* и рис. 1 и в наибольшей степени проявляется на рис. 5, *г*. Такое поведение свидетельствует почти о равномерном движении тройных точек как в продольном, так и в поперечном направлении, что также указывает на снижение амплитуды пересечной волны детонации после столкновения встречных поперечных волн.

Таким образом, в бидисперсных взвесах с существенным преобладанием любой из фракций увеличение доли частиц другой фрак-

ции приводит к снижению интенсивности поперечных волн и уменьшению максимального пикового давления, а также к спрямлению лидирующего фронта и снижению степени поперечной неоднородности течения, т. е. к вырождению ячейистой детонации.

3.3. Полное вырождение ячейистой детонации в бидисперсных взвесах

Расчеты показали, что в некоторых случаях ячейистые структуры не формируются, несмотря на присутствие начального возмущения плотности. Сформированная детонационная волна распространяется в плоском режиме в течение длительного времени.

На рис. 6, *a* (смесь частиц размером 3.5 и 1 мкм, $\eta = 0.5$) профили давления не содержат признаков поперечных волн до расстояния $x = 1$ м, а дополнительный расчет показал плоское распространение фронта до $x = 2.4$ м. Поперечные волны не развиваются также в смесях частиц с $d = 3.5$ и 1 мкм при $\eta = 0.4$, 3 и 1 мкм при $\eta = 0.5$. В смеси частиц с $d = 3.5$ и 2 мкм при $\eta = 0.5$ слабые (относительно пе-

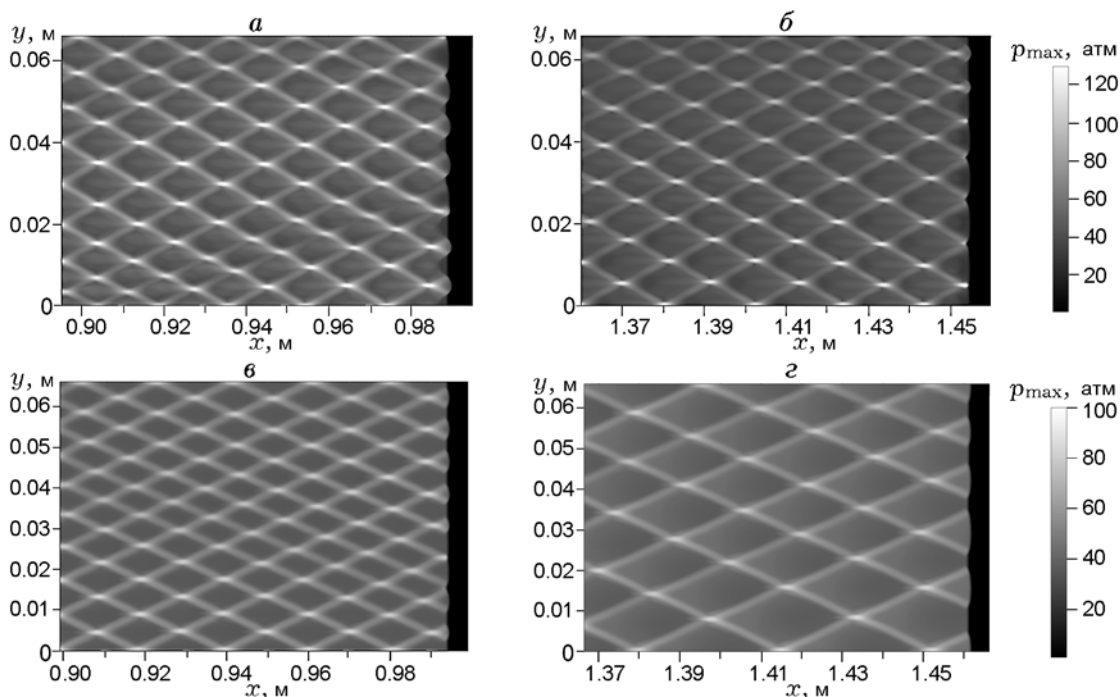


Рис. 5. Характер ячеистой детонации в бидисперсных взвешах с преобладанием мелких частиц: $a, б$ — 3.5 и 1 мкм, $в, г$ — 2 и 1 мкм; $\eta = 0.7$ ($a, в$), 0.6 ($б, г$)

репада на фронте) поперечные волны обнаруживаются только на теневой шкале от 51 до 54 атм (рис. 6, б).

В перечисленных случаях можно говорить о полном вырождении ячеистой детонации и принципиальной возможности устойчивого распространения гетерогенной детонации в режиме плоской волны.

4. ОЦЕНКА РАЗМЕРА ЯЧЕИСТО-ПОДОБНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АКУСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Подтверждение и возможное объяснение свойств частичного и полного вырождения ячеек в бидисперсных газозвешах можно получить из анализа структуры плоской волны стационарной детонации. В работе [6] был предложен метод оценки характерного размера детонационной ячейки, основанный на исследовании динамики развития акустических возмущений. Как известно [16], плоский фронт детонации является неустойчивым относительно двумерных возмущений, приводящих к изменению его кривизны. В [6] показано, что если имеется некоторое первичное возмущение на фронте плоской волны детонации, то рас-

ходящаяся цилиндрическая акустическая волна вследствие дифракции, преломления и частичного отражения в неоднородном поле течения порождает на фронте две дополнительные равноудаленные от начального возмущения «горячие» точки. Эти точки определяют местоположение следующих друг за другом поперечных волн. Расстояние между ними (поперечный размер ячейки), в соответствии с [6] и применительно к двухфазной смеси при малой объемной концентрации частиц [5], определяется как интеграл:

$$\lambda_{ac} = 4 \int_{x_1}^{x_2} \frac{c_f}{\sqrt{\sigma_*^2 - (c_f^2 - u_1^2)}} dx. \quad (2)$$

Здесь c_f — замороженная скорость звука в смеси (скорость распространения малых возмущений в газе), u_1 — скорость газа в поле течения плоской волны детонации в сопутствующей фронту системе, σ_* — константа, характеризующая угол наклона характеристического луча (кажущаяся скорость распространения возмущения в поперечном направлении). Пределы интегрирования определяются как точки, одна из которых совпадает с фронтом заморо-

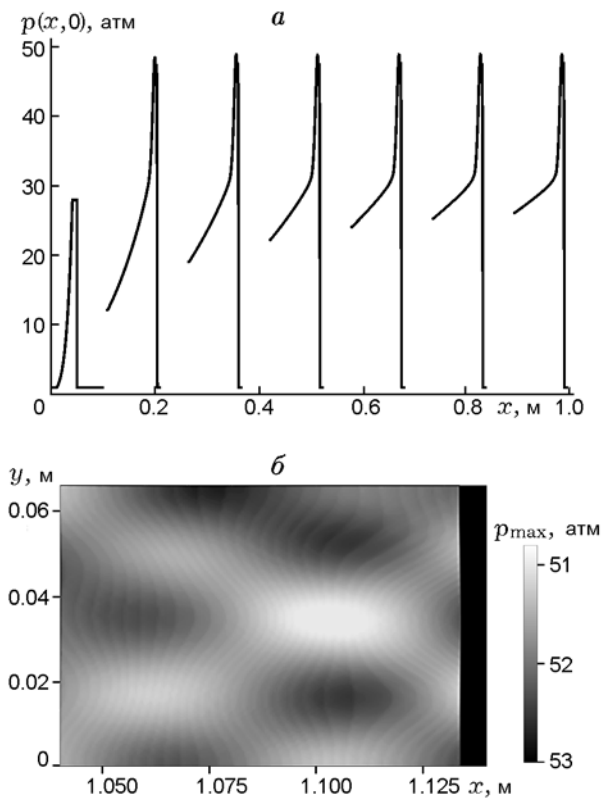


Рис. 6. Полное вырождение ячеистой детонации при $\eta = 0.5$:

a — 3.5 и 1 мкм, *б* — 3.5 и 2 мкм

женной УВ (точка x_1), вторая отвечает точке поворота луча $\sigma = c_f^2 - u_1^2$ (точка x_2). Значение σ_* выбирается из всех допустимых значений σ (при которых подкоренное выражение положительно) таким образом, чтобы обеспечивался минимум интеграла времени

$$t = 2 \int_{x_1}^{x_2} \frac{c_f \sigma}{(c_f^2 - u_1^2) \sqrt{\sigma^2 - (c_f^2 - u_1^2)}} dx. \quad (3)$$

Оценки размера детонационной ячейки для газовых смесей водорода и кислорода с добавками аргона, полученные в [6], удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

В [5] метод [6] применялся для оценки размера детонационной ячейки в монодисперсной стехиометрической взвеси частиц алюминия в кислороде и получено хорошее соответствие с данными численного моделирования ячеистой детонации.

Как видно из формул (2), (3), определяющей характеристикой поля течения при формировании поперечных волн является функция $c_f^2 - u_1^2$. В поле течения газовой детонации эта функция имеет участок постоянных значений в зоне индукции, монотонно растет в зоне горения, достигает максимума и убывает до нуля, соответствующего точке Чепмена — Жу-ге. В монодисперсной смеси функция $c_f^2 - u_1^2$ имеет две точки локального максимума, между которыми и находится искомое значение σ_* [5]. Интегралы (2) и (3) определены на участке, включающем часть зоны горения, только если σ лежит выше точки первого локального максимума $\sigma_{\min} = \sqrt{(c_f^2 - u_1^2)_{\max 1}}$, но не превышает значения второго локального максимума $\sigma_{\max} = \sqrt{(c_f^2 - u_1^2)_{\max 2}}$ (рис. 7, *a*, линия $\eta = 0$). Отражение возмущений при $\sigma < \sigma_{\min}$ происходит в зоне задержки воспламенения (где протекают процессы тепловой и скоростной релаксации). Эти возмущения не порождают «горячих» точек. Интегралы (2) и (3) расходятся при $\sigma = \sigma_{\min}$ и $\sigma = \sigma_{\max}$, а в промежутке $\sigma_{\min} < \sigma < \sigma_{\max}$ конечны, и интеграл (3) имеет минимум. Значение интеграла (2) при минимальном значении (3) определяет характерный поперечный размер детонационной ячейки. Пределы интегрирования для каждого значения σ из указанного промежутка определяются соответственно [5, 6] как $x_1 = 0$, $x_2 = x_{\sigma^2 = c_f^2 - u_1^2}$. Причем, так же как и в [6], учитывая, что в ячеистой детонации фронт состоит из участков пересжатой и затухающей волн, в [5] были рассмотрены поля течения пересжатых и затухающих волн (в приближении квазистационарного подхода низкоскоростной детонации). Оказалось, что в гетерогенной детонации наилучшим образом с данными численных экспериментов согласуются минимальные значения акустического размера ячейки, определенные по структуре затухающих волн (а не пересжатых, как в газовых смесях [6]). Определенная в [5] по методу [6] зависимость размера ячейки монодисперсной взвеси от диаметра частиц, как по величине, так и по показателю степени, согласуется с аппроксимационной формулой (1), определенной по результатам численного моделирования.

В бидисперсных смесях, в связи с одновременным протеканием разномасштабных процессов тепловой и скоростной релаксации каж-

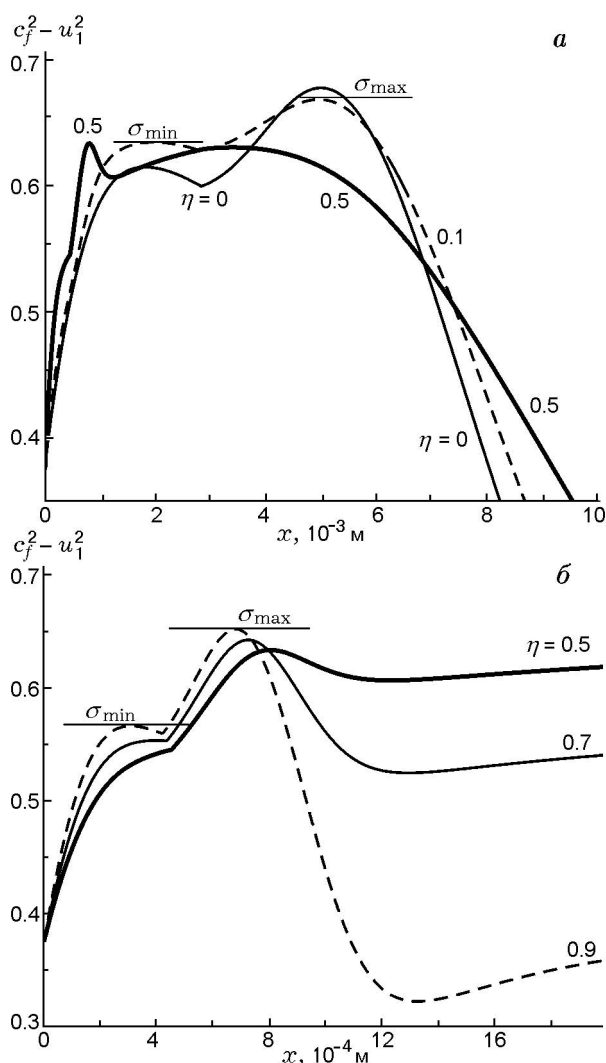


Рис. 7. Профили характеристической функции в бидисперсных взвесах частиц размером 3.5 и 1 мкм при различных значениях η

дой из фракций, функция $c_f^2 - u_1^2$ носит еще более сложный характер, чем в монодисперсной взвеси. На рис. 7 показаны профили характеристической функции, построенные для режима нормальной детонации в смесях частиц размером 3.5 и 1 мкм при различных значениях параметра насыщенности η . Конфигурации с двумя точками локального максимума, как в монодисперсной взвеси, определяются при $\eta = 0.1$ и 0.9 (штриховые линии на рис. 7,а и 7,б, здесь же показаны минимальное и максимальное значения параметра σ). Как видно на рис. 7,б, увеличение доли крупных частиц приводит к снижению σ_{\min} , так что при $\eta = 0.7$ оно находится чуть выше точки излома кривой (связанной

с воспламенением), а при $\eta = 0.5$ не определяется (толстая линия на рис. 7,б). В то же время значение σ_{\max} несколько снижается, но при $\eta = 0.5$ оно выше локального максимума при $x \approx 0.0035$, связанного с релаксационными процессами в крупной фракции частиц (толстая линия на рис. 7,а). В этом случае значение первого локального максимума выше значения второго локального максимума и величины t и λ_{ac} не определяются. Физический механизм этого свойства заключается в том, что возмущения зоны горения преобладающей фракции частиц и возмущения на фронте лидирующей УВ не взаимодействуют, так как разделены линиями «разворота луча» [6], соответственно не образуются новые «горячие» точки на определенном расстоянии от исходного возмущения. При рассмотрении профилей пересжатых и затухающих волн обнаруживается, что в зависимости от степени пересжатия (или затухания) возможны профили, подобные описанному выше, а также конфигурации с одной точкой локального максимума даже при тех значениях η , при которых в нормальном режиме величины t и λ_{ac} определяются.

Это, возможно, объясняет, почему в бидисперсных взвесах происходит частичное вырождение ячеек. Действительно, поперечные волны изначально формируются на структуре плоской волны нормальной детонации. Затем по

Зависимость размера ячеек от состава бидисперсной взвеси частиц размером 1 и 3.5 мкм

η	λ_m , см	λ_{num} , см	λ_{ac} , см
0	5	4.4*	5.6
0.1	—	4.4*	7.8
0.3	—	4.4*	16
0.4	—	Нет ячеек	Не определяется
0.5	—	—//—	—//—
0.6	—	0.94	—//—
0.7	—	0.85	0.90
0.9	—	0.78	0.84
1.0	0.69	0.70	0.81

Примечания. λ_m — формула (1) для монодисперсной взвеси, λ_{num} — расчетное значение в канале шириной 6.6 см, λ_{ac} — акустическое значение (формула (2)); * влияние стенок не позволяет достоверно определить размер ячейки в численных расчетах ввиду малой ширины расчетной области [4, 5].

мере развития нестационарных процессов они могут усиливаться (как в газовой детонации или в монодисперсных взвесах). Но если в силу вышеописанных свойств течения некоторых бидисперсных взвесей эти волны не поддерживаются на участках пересжатой (затухающей) волны, то степень пересжатия (затухания) участков фронта ограничена, что препятствует дальнейшему развитию ячеистой детонации.

Размеры ячейки, определенные по формулам (2), (3) (по структуре нормальной детонации) для бидисперсной смеси частиц размером 3.5 и 1 мкм, приведены в таблице в сопоставлении с данными численных экспериментов. Как видно, корреляция имеет место при средних значениях насыщенности, а при $\eta \geq 0.7$ численные расчеты и «акустическое» значение размера ячейки расходятся не более чем на 15 %. Причем можно отметить, что максимальное различие имеет место в монодисперсной взвеси ($\eta = 1$), а при $\eta = 0.7$ составляет меньше 5 %. Это, очевидно, связано с тем, что акустическое значение определяется на поле течения стационарных плоских волн, к которым вырожденная детонация бидисперсных взвесей близка (особенно при средних значениях насыщенности). Как уже отмечалось, на начальном этапе формирования поперечных волн малой амплитуды на плоском фронте детонации их расположение соответствует местоположению «горячих» точек, определяемых методом работы [6]. В процессе развития ячеистой детонации и усиления поперечной неоднородности и нестационарности поперечные волны перестраиваются, что можно видеть, например, на рис. 1, б (участок $0.12 < x < 0.25$). Структура развитой ячеистой детонации, как газовой, так и гетерогенной, в монодисперсных газозвесах уже довольно сильно отличается от течения в режиме плоской волны. В предельном режиме распространения ячеистой детонации в газовых смесях затухание детонационного фронта на участке между сходящимися поперечными волнами достигает точки срыва детонации, а в результате столкновения поперечных волн происходит реиницирование в форме сильно пересжатой детонационной волны. (Соответствующая модель детонационной ячейки и метод оценки ее размера из условий срыва воспламенения предложены в [17].) Вышеприведенные результаты для газозвесей частиц алюминия указывают на то, что в бидисперсных газозвезе-

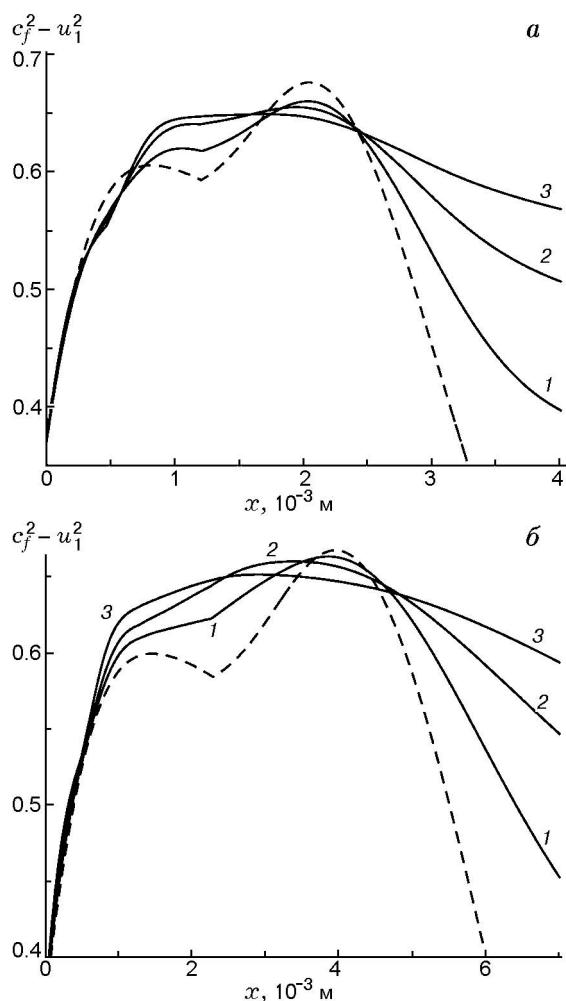


Рис. 8. Профили характеристических функций в трехфракционных (а) и пятифракционных (б) взвесах с преобладанием средней фракции

сях такой режим не реализуется.

Представляет интерес вопрос, свойственно ли вырождение ячеистой детонации полидисперсным взвесям частиц алюминия с иной функцией распределения частиц по размерам. Для этого были рассмотрены смеси более чем с двумя фракциями и преобладанием фракции частиц среднего размера, как это имеет место в реальных взвесах. На рис. 8 представлены примеры характеристических функций $c_f^2 - u_1^2$ полидисперсных смесей — трехфракционных (1, 2 и 3.5 мкм, рис. 8, а) и пятифракционных (1, 2, 3, 4 и 5 мкм, рис. 8, б). Для сравнения показаны данные для монодисперсных взвесей с размером частиц 2 и 3 мкм (штриховые линии на рис. 8, а, б соответственно). Данные на

рис. 8,а приведены для следующих составов: $\eta_1 = 0.1$, $\eta_2 = 0.8$, $\eta_3 = 0.1$ (кривая 1); $\eta_1 = 0.2$, $\eta_2 = 0.6$, $\eta_3 = 0.2$ (кривая 2) и $\eta_1 = 0.3$, $\eta_2 = 0.4$, $\eta_3 = 0.3$ (кривая 3), индекс обозначает номер фракции, равный размеру частиц (в микрометрах). На рис. 8,б — $\eta_1 = 0.05$, $\eta_2 = 0.1$, $\eta_3 = 0.8$, $\eta_4 = 0.1$, $\eta_5 = 0.05$ (кривая 1); $\eta_1 = 0.1$, $\eta_2 = 0.2$, $\eta_3 = 0.4$, $\eta_4 = 0.2$, $\eta_5 = 0.1$ (кривая 2) и $\eta_1 = \eta_2 = \eta_3 = \eta_4 = \eta_5 = 0.2$ (кривая 3). Видно, что с увеличением дисперсии и уменьшением относительной концентрации преобладающей средней фракции частиц происходит, во-первых, небольшое снижение максимального значения $c_f^2 - u_1^2$, а во-вторых, значительное увеличение значения в точке локального минимума, связанной с воспламенением указанной фракции. На рис. 8,а кривые 1 и 2 еще имеют по две точки локального максимума (расстояние между поперечными волнами определяется), а форма кривой 3 уже не позволяет определить размер детонационной ячейки. На рис. 8,б все кривые, показанные сплошными линиями, содержат только одну точку локального максимума. Здесь расстояние, на котором должны формироваться следующие друг за другом поперечные волны, не определяется. Все это указывает на затруднительность развития ячеистой гетерогенной детонации в полидисперсных взвесах при значительной дисперсии частиц.

Из результатов численного моделирования и проведенного акустического анализа следует, что не только характер и размер детонационной ячейки, а и само существование ячеистой гетерогенной детонации в полидисперсных взвесах зависит от фракционного состава и распределения частиц по размерам. Данный результат может быть одним из объяснений того факта, что в очень немногих экспериментах по детонации газозвесей реагирующих частиц (реально полидисперсных) удается наблюдать ячеисто-подобные структуры.

ВЫВОДЫ

На основе численного моделирования формирования детонации в стехиометрических газозвесах частиц алюминия установлены следующие особенности ячеистой детонации в бидисперсных газозвесах.

- Характер ячеистой детонации и размер детонационной ячейки зависят от параметра насыщенности. В смесях с существенным преобладанием какой-либо из фракций частиц яче-

истые структуры формируются, размер ячейки определяется размером частиц доминирующей фракции.

- Ячеистая детонация характеризуется замедлением формирования и снижением интенсивности поперечных волн, что выражается в уменьшении пиковых значений давления в тройных точках (частичное вырождение ячеистой детонации).

- В некоторых смесях возможно полное вырождение ячеистой детонации. Существует интервал значений параметра насыщенности, внутри которого ячейки не формируются, а фронт детонации остается плоским.

- Результаты численных расчетов подтверждаются оценками размера детонационной ячейки, полученными методом акустического анализа соответствующих стационарных структур плоских волн детонации, а также могут быть объяснены с позиций указанного подхода.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ingignoli W., Veysiere B., Khasainov B. A.** Study of detonation initiation in unconfined aluminum dust clouds // *Gaseous and Heterogeneous Detonations* / G. Roy et al. (Eds). Moscow: ENAS-Publishers, 1999. P. 337–350.
2. **Zhang F., Gronig H., van de Ven A.** DDT and detonation waves in two-phase mixtures // *Shock Waves*. 2001. V. 11. P. 53–71.
3. **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.
4. **Fedorov A. V., Khmel T. A., Fomin V. M.** Numerical investigation of cellular heterogeneous detonation in aluminum particle gas suspension // 3rd Intern. Symp. on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Pisa, September 22–24 2004: Proc. Pt III. P. 1561–1568.
5. **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.
6. **Barthel H. O.** Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations // *Phys. Fluids*. 1974. V. 17, N 8. P. 1547–1553.
7. **Кутушев А. Г., Родионов С. П.** Распространение ударных волн в полидисперсных газозвесах // *ПМТФ*. 1993. № 2. С. 24–31.
8. **Ивандаев А. И., Кутушев Л. Г., Родионов С. П.** Детонационные волны в полидисперсных газозвесах унитарного топлива

- с непрерывной функцией распределения частиц по размерам // ПМТФ. 1995. Т. 36, № 6. С. 14–24.
9. **Борисов А. А., Ермолаев Б. С., Хасанов Б. А.** Неидеальная детонация в двухфракционной взвеси частиц унитарного топлива // Хим. физика. 1983. № 8. С. 1129–1133.
 10. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Структура и инициирование плоских волн детонации в бидисперсной газозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2008. Т. 44, № 2. С. 46–55.
 11. **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.
 12. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
 13. **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.
 14. **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.
 15. **Хмель Т. А.** Численное моделирование двумерных детонационных течений в газозвеси реагирующих твердых частиц // Мат. моделирование. 2004. Т. 16, № 6. С. 73–77.
 16. **Щелкин К. И., Трошин Я. К.** Газодинамика горения. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
 17. **Васильев А. А., Николаев Ю. А.** Модель ячейки многофронтной детонации // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 5. С. 744–753.

Поступила в редакцию 19/IV 2007 г.
