

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ГАЗОВЗВЕСЯХ В КАНАЛАХ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

Ю. В. Кратова, А. В. Федоров, Т. А. Хмель

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

Численно исследуется распространение гетерогенной детонации в плоском канале с разрывом сечения в смеси кислорода и мелких частиц алюминия. При этом в узкой части канала в качестве начального течения принимается режим плоской детонации. Анализируются возможные сценарии развития этого течения после перехода его в расширяющуюся часть канала. Установлено влияние размера частиц и геометрических параметров канала на распространение/срыв детонации. В широкой части канала происходит формирование ячеистой детонации с последующим изменением размера ячейки в процессе выхода на установившийся режим распространения. В установившихся режимах размер ячейки инвариантен относительно способа формирования.

Ключевые слова: газовзвесь, двумерная нестационарная гетерогенная детонация, ячеистая детонация, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования детонации газовзвесей актуальны как в связи с вопросами взрыво- и пожаробезопасности, так и в связи с развитием технологий, основанных на применении детонационных процессов, в частности, для создания тяги в современных поколениях двигателей. Поэтому представляет интерес изучение особенностей распространения детонационных волн в каналах сложной геометрии. Типичным здесь является канал с внезапным расширением, характерный для многих технических устройств.

В [1] в рамках физико-математической модели детонации газовзвеси мелких частиц алюминия в кислороде численно исследовались процессы выхода плоской волны гетерогенной детонации из канала в неограниченный объем. Выявлено три режима распространения гетерогенной детонации, присущих также и смесям реагирующих газов: докритический (срыв детонации), критический (частичный срыв с последующим восстановлением), закритический (непрерывное распространение детонации). Отличия детонационных течений газовзвесей от соответствующих течений в газовых смесях связаны с влиянием процес-

сов межфазного взаимодействия, обуславливающих возможность различных конфигураций элементов течения при взаимодействии фронта горения с вихрем в области за уступом. Оказалось, что в гетерогенной детонации переход от одного режима к другому зависит не только от геометрических параметров (ширины канала), но и от размеров частиц. В режимах без срыва развитие поперечных волн за уступом и зарождение новых поперечных волн вблизи плоскости симметрии способствуют переходу к ячеистой детонации.

Данная работа является продолжением исследований [1] и направлена на исследование ячеистых детонационных течений в ограниченных стенками каналах. В первой части работы исследуется развитие детонации непосредственно за разрывом сечения при варьировании геометрических параметров канала и размеров частиц. Показаны возможные варианты развития течения после отражения дифрагированной волны от стенки канала в различных режимах распространения детонационных волн, подобных описанным в [1]. Вторая часть работы посвящена анализу формирования ячеистой детонации при дальнейшем распространении в канале. Проведено сравнение структур ячеистой детонации, формирующейся в плоских каналах вследствие развития малых возмущений [2] и в каналах с разрывом сечения.

Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» на 2010 год (код проекта 2.1.1/4674) и программы фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН «Фундаментальные проблемы горения и детонации в энергетике».

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Исследование проводится в рамках физико-математической модели детонации монодисперсных газовзвесей мелких частиц алюминия и кислорода, развитой в работах [3–5]. Для решения начально-краевой задачи использовался численный метод расчета, основанный на применении схемы TVD для газа и Джентри — Мартина — Дэйли для частиц. Этот метод был протестирован на ряде задач в [6] и использовался в [2, 7]. В [1] данный алгоритм был модифицирован для использования в областях сложной геометрии и протестирован на задачах дифракции ударных волн в газах на обратном уступе [8].

Как и в [1], нами рассматривается плоский канал, состоящий из узкой и широкой частей (рис. 1), заполненный монодисперсной газовзвесью частиц алюминия в кислороде. По узкой части канала слева направо в газовзвеси распространяется комплекс из плоской стационарной детонационной волны и примыкающей волны разрежения. Детонационная волна формируется по обычному сценарию взаимодействия взрывной ударной волны с облаком газовзвеси: при достаточной амплитуде ударной волны и запасенной в ней энергии [9] инициируется пересжатая детонационная волна, ослабляемая действием волны разрежения до волны нормальной детонации. Длина облака газовзвеси выбирается так, чтобы к моменту достижения обратного уступа сформированная волна отвечала самоподдерживающемуся режиму, оставаясь при этом плоской. Развитие возмущений, приводящих впоследствии к ячеистой детонации аналогично [2], происходит далее в широкой части канала.

Таким образом, в качестве начальных данных принимается структура, состоящая из невозмущенного течения в широкой части и на некотором участке узкой части канала, струк-

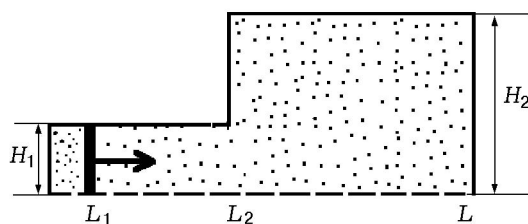


Рис. 1. Схема течения в канале с разрывом сечения:

штриховая линия — плоскость симметрии

туры Зельдовича — Неймана — Дёринга плоской волны детонации и некоторого участка волны разрежения. Длина этого участка соответствует отрицательным значениям скорости газа на левой границе, что позволяет применить здесь «выносные» граничные условия.

Исследуется процесс перехода этой волны через разрыв сечения и дальнейшее ее распространение в широкой части канала. Граничные условия на стенках канала соответствуют условиям непротекания. На правой границе (положение которой поддерживалось на некотором расстоянии от детонационного (ударного) фронта) задавалось состояние, отвечающее начальным условиям перед фронтом. На рис. 1 указаны геометрические параметры течения: L_1 — положение фронта детонационной волны в начальный момент, L_2 — длина узкой части канала, L — длина расчетной области, H_1 — поперечный размер узкой части канала, H_2 — поперечный размер широкой части канала.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Развитие детонационного процесса в канале с расширением во многом обусловлено протеканием начального этапа — дифракции детонационной волны на обратном уступе и реализующегося при этом режима распространения. Этот процесс для данной смеси исследовался в работе [1], где было установлено следующее.

После выхода из узкой части канала фронт первоначально плоской детонационной волны (см. рис. 1) искривляется в результате взаимодействия с веером волн разрежения, а амплитуда лидирующей ударной волны уменьшается. Дальнейшее распространение возможно в одном из трех режимов: докритическом (срыв детонации), критическом (частичный срыв с последующим восстановлением), закритическом (непрерывное распространение детонации). Свойства указанных режимов описаны в [1], здесь кратко отметим основные характерные особенности, необходимые для трактовки полученных ниже данных.

В закритическом режиме имеет место развитие поперечных волн как в области за уступом, так и вблизи плоскости симметрии с тенденцией распространения фронта в режиме ячеистой детонации. В докритическом режиме возможны различные конфигурации изгиба фронта горения в области за уступом, отстающего от лидирующей ударной волны, что обусловлено взаимодействием зон релаксации ско-

ростей и температур фаз с вихревой зоной на угле расширения. В критическом режиме участок частичного срыва детонации примыкает к стенке. Восстановление процесса детонации возможно за счет расширения детонационного участка при распространении поперечной волны, выходящей из точки смыкания и движущейся к стенке обратного уступа.

Очевидно, что в закритическом и критическом режимах присутствие стенки широкой части канала не приводит к смене режима. Как показали настоящие расчеты, отражение дифрагированной волны от стенки влияет главным образом на период формирования регулярной ячеистой структуры. В докритическом режиме возможно восстановление детонации под воздействием отраженной волны, как и в газовых смесях [10]. Детальный анализ особенностей распространения детонационной волны в газозвеси и картин течения в различных режимах представлен ниже.

Закритический режим распространения

В закритическом режиме взаимодействие детонационной волны и волн разрежения за уступом не приводит к разделению фронта горения и ударной волны. На всем протяжении фронта структура течения остается детонационной.

Как было показано нами в [1], при выходе детонационной волны в газозвеси в неограниченное пространство, на фронте дифрагированной волны за уступом, так же как и в газовых смесях [11], формируются сильные поперечные волны. Непосредственно за уступом их инициатором служит отраженная ударная волна, возникающая в тройной точке при маховском отражении пристенной ударной волны. В то же время на участке фронта вблизи плоскости симметрии развиваются мелкомасштабные поперечные волны, являющиеся следствием развития малых возмущений на детонационном фронте. Постепенно вследствие развития и взаимодействия этих поперечных волн формируется ячеистая детонационная структура на всем участке фронта.

После достижения фронтом стенки широкой части канала и его отражения происходит формирование сильной поперечной волны. Типичная картина соответствующего течения в газозвеси частиц диаметром $d = 1$ мкм при $H_1 = 0.04$ м, $H_2 = 0.132$ м показана на рис. 2 в

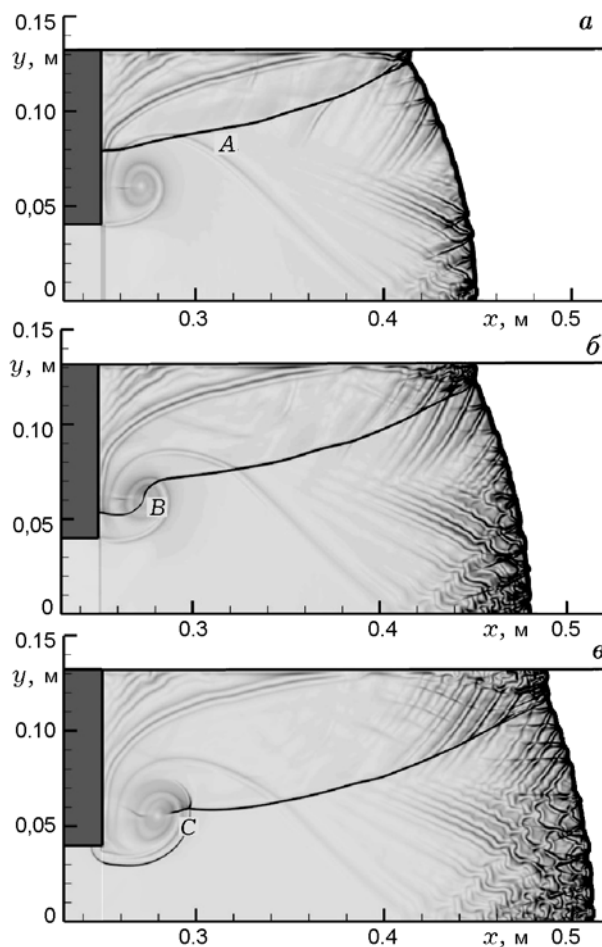


Рис. 2. Развитие течения после отражения волны от стенки в закритическом режиме ($d = 1$ мкм, $H_1 = 0.04$ м, $H_2 = 0.132$ м): $t = 0.24$ (а), 0.26 (б), 0.28 мс (в)

виде численных шпирен-фотографий в последовательные моменты времени. Отраженная волна четко видна на рис. 2, а (обозначена символом А). Фронт отраженной волны А искривляется при прохождении вихревой зоны (рис. 2, б, участок В) и смыкается с присущими этой зоне скачками (рис. 2, в, участок С).

Кроме того, от стенки отражаются упомянутые выше поперечные волны, сформированные на фронте дифрагированной волны. Отраженные волны накладываются на существующую систему поперечных волн, что обуславливает перестройку уже частично сформировавшейся ячеистой структуры (рис. 3, а). Траектории точек смыкания поперечных волн с фронтом лидирующей волны (тройных точек) являются на теневой картине максимального

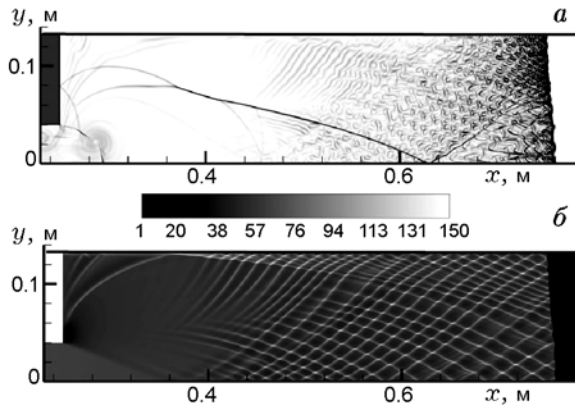


Рис. 3. Начальный этап формирования ячейистой детонации в закритическом режиме ($d = 1$ мкм, $H_1 = 0.04$ м, $H_2 = 0.132$ м) в момент времени $t = 0.44$ мс:

a — численные шпирен-фотографии, b — картины истории максимального давления

давления $p_{\max}(x, y) = \max_t[p(x, y, t)]$ (рис. 3, b). Как видно, на начальном этапе формирования ячейистой детонации в канале траектории тройных точек в значительной степени искривлены, а ячейки неравномерны. Картины дальнейшего распространения ячейистой детонации обсуждаются ниже.

Критический режим

Критический режим распространения детонационной волны в канале получен в [1] для смеси частиц диаметром $d = 2$ мкм при $H_1 \geq 0.011$ м. Здесь за разрывом сечения канала фронт волны разделяется на два участка: детонационный и ударный с отстающим фронтом горения. По мере распространения фронта детонационный участок расширяется, что в дальнейшем приводит к полному восстановлению детонационного процесса. Присутствие стенки

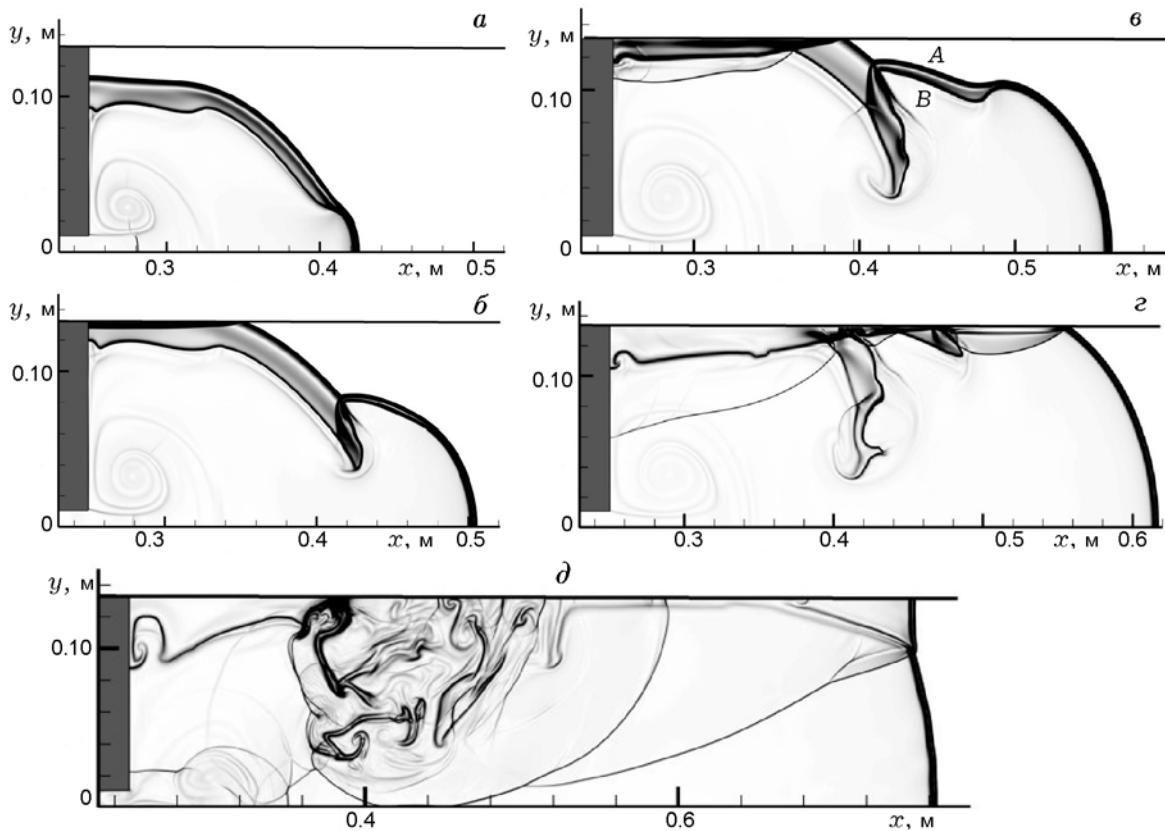


Рис. 4. Развитие течения в критическом режиме с первичным отражением от стенки ударной волны ($d = 2$ мкм, $H_1 = 0.011$ м, $H_2 = 0.132$ м): $t = 0.26$ (a), 0.32 (b), 0.36 (c), 0.4 (d), 0.5 мс (e)

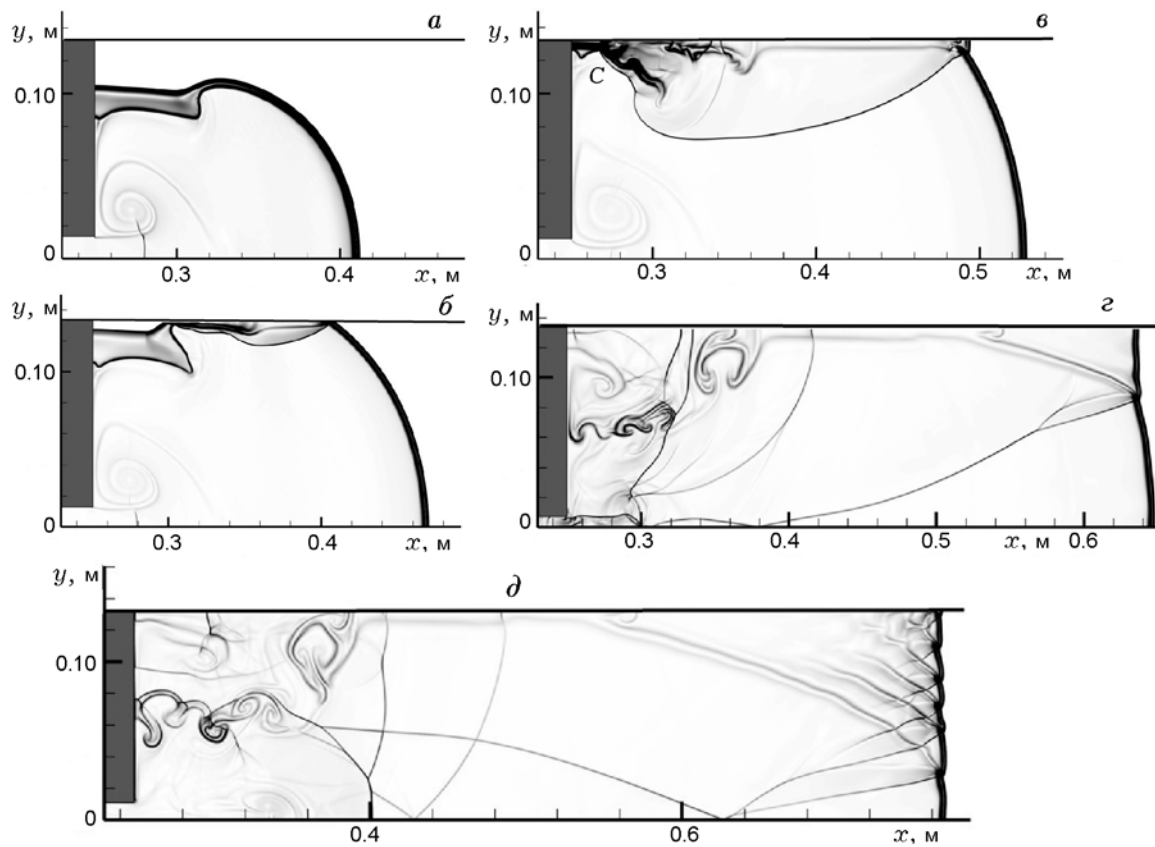


Рис. 5. Развитие течения в критическом режиме с первичным отражением от стенки детонационной волны ($d = 2$ мкм, $H_1 = 0.013$ м, $H_2 = 0.132$ м):
 $t = 0.24$ (а), 0.28 (б), 0.32 (в), 0.4 (г), 0.48 мс (д)

канала может способствовать ускорению восстановления детонации. В зависимости от положения стенки отражение может произойти либо от участка детонационного фронта, либо от участка ударного фронта. Ниже будут рассмотрены оба варианта течения.

На рис. 4 показано развитие первого варианта течения (в случае первичного отражения участка ударной волны). На рис. 4,а детонационный участок дифрагированной волны занимает не более 20 % протяженности всего фронта, а стенки достигает участок фронта ударной волны с отстающим фронтом горения. В данном случае ударная волна настолько ослаблена, что даже ее отражение от стенки не приводит к воспламенению газозвеси (рис. 4,б,в). При взаимодействии отраженной УВ с фронтом горения развивается неустойчивость типа Рихтмайера — Мешкова на фронте горения в области за обратным уступом. На рис. 4,г,д вблизи стенки обратного уступа вид-

ны характерные для данного типа неустойчивости языки, проникающие из горячего газа в холодный и перемешивающие смесь. Детонационный участок расширяется здесь неравномерно: после первичного усиления детонации в поперечном направлении (рис. 4,б) следует некоторое ослабление (рис. 4,в). На рис. 4,в видно, что на фронте детонационной волны происходит второе расщепление на ударную волну А и фронт воспламенения В — при $0.4 < x < 0.5$. Отражения от стенки этой ослабленной волны и детонационного участка происходят практически одновременно. Непрореагировавшие частицы в области между фронтом ударной волны и фронтом горения воспламеняются в этой отраженной волне.

Образование первичной поперечной волны видно на рис. 4,г. На рис. 4,д в нижней части фронта заметны небольшие, равномерно распределенные нерегулярности, искривления фронта, свидетельствующие о зарождении си-

стемы вторичных поперечных волн. Их появление обусловлено неустойчивостью детонационного фронта и спецификой распространения возмущений, генерированных первичной поперечной волной в газозвеси [1, 2]. Развитие системы вторичных поперечных волн способствует переходу плоской детонационной волны в режим ячеистой детонации.

Иной вариант развития течения, когда детонационный участок более развит и достигает стенки канала раньше ударного (рис. 5, *a, б*), реализуется с теми же параметрами смеси при $H_1 = 0.013$ м, $H_2 = 0.132$ м. Формируемая в результате отражения поперечная волна, взаимодействуя с фронтом горения за уступом, также способствует развитию возмущений, связанных с неустойчивостью Рихтмайера — Мешкова (рис. 5, *в-д*). Область «холодной» смеси *C*, расположенная между ударной волной и фронтом горения, вытесняется к стенке обратного уступа (см. рис. 5, *в*), где происходит догорание частиц, не оказывающее влияния на дальнейшее развитие течения.

Аналогичным образом возмущения от поперечной волны приводят к образованию мелкомасштабных поперечных волн на фронте (см. рис. 5, *г*) и развитию ячеистой детонации (рис. 5, *д*). Из сравнения рис. 4, *г* и 5, *г* видно, что волновые картины в окрестности фронта одинаковы, но ячеистая структура на рис. 5 формируется раньше (в данном случае на 0.15 мс).

Затухание и восстановление детонации в докритических режимах

В докритическом режиме разделение ударной волны и фронта горения за уступом происходит вдоль всего фронта, что приводит к затуханию детонационного процесса в свободном пространстве. Здесь наличие и местоположение стенки, от которой отражается ударная волна, играет определяющую роль для дальнейшего развития течения. В качестве иллюстрации на рис. 6 и 7 приведены результаты расчетов в смеси частиц диаметром $d = 2$ мкм при $H_1 = 0.011$ м и вдвое различающихся значениях H_2 (0.066 и 0.132 м).

На рис. 6 показаны шлирен-картины и поля температуры газовой фазы при $H_2 = 0.132$ м, когда при подходе к стенке ударную волну и фронт горения разделяет значительное расстояние. Здесь аналогично одному из случаев критического режима, показанному на рис. 4, отражение ударной волны от стенки не

создает достаточных условий для воспламенения частиц (рис. 6, *a, б*). Отраженная ударная волна оттесняет фронт горения *A* от стенки, а вдоль всей линии фронта горения развивается неустойчивость типа Рихтмайера — Мешкова, индуцируемая отраженной ударной волной (рис. 6, *в, г*). При этом, в отличие от критического режима на рис. 4, на расходящемся фронте нет и детонационного участка, от которого произошло бы восстановление. В результате ударная волна продолжает распространяться вдоль канала, а область горения все более отстает от ее фронта (см. рис. 6, *в, г*), т. е. детонация затухает.

С уменьшением размера H_2 до 0.066 м ре-

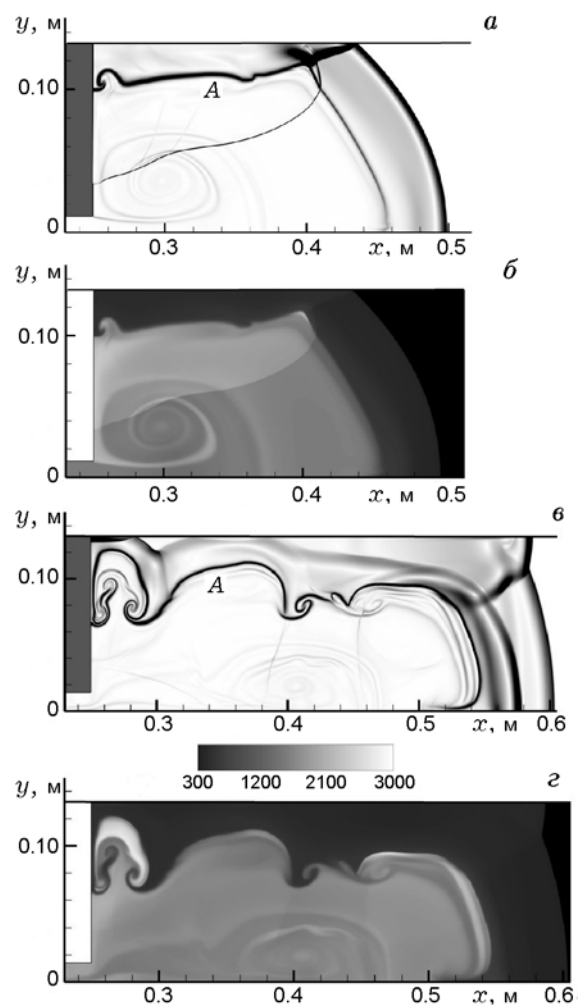


Рис. 6. Затухание детонации в докритическом режиме ($d = 2$ мкм, $H_1 = 0.011$ м, $H_2 = 0.132$ м):

$t = 0.42$ (*a, б*), 0.7 мс (*в, г*); *a, в* — численные шлирен-картины, *б, г* — поля температуры газа

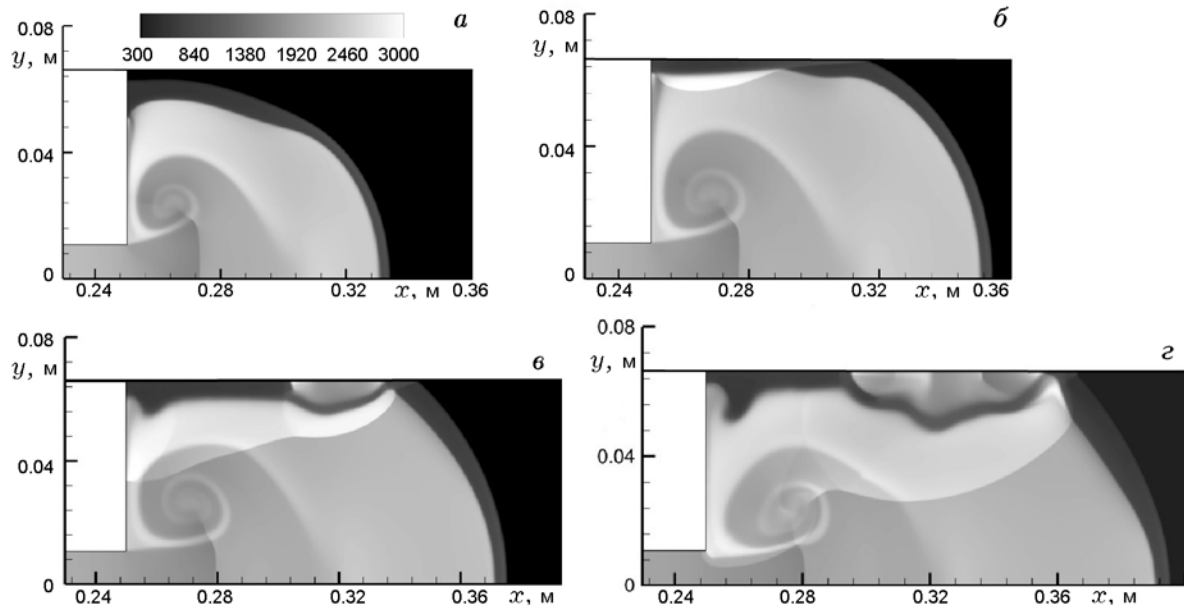


Рис. 7. Воспламенение частиц в отраженной волне ($d = 2$ мкм, $H_1 = 0.011$ м, $H_2 = 0.066$ м), $t = 0.18 \div 0.24$ мс, $\Delta t = 0.02$ мс

ализуется сценарий с восстановлением детонации (рис. 7, теневые картины температуры газа). Здесь отражение дифрагированной ударной волны на участке, примыкающем к стенке обратного уступа, первоначально также не приводит к воспламенению частиц (рис. 7, а, б). Поэтому в пристеночной области вблизи верхнего угла сохраняется область низких значений температуры смеси (рис. 7, б–г). Однако воспламенение частиц происходит на некотором среднем участке $0.3 < x < 0.35$ (см. рис. 7, в). Далее зона горения расширяется вниз и в сторону обратного уступа, вовлекая часть непрореагировавших частиц, находящихся в пристеночной области (см. рис. 7, г).

Последующее развитие течения показано на рис. 8. До прихода отраженной (поперечной) ударной волны на участке, примыкающем к плоскости симметрии, фронт горения продолжает отставать от лидирующей ударной волны (рис. 8, а, б). Однако в отраженной волне частицы воспламеняются, и за счет выделившейся энергии горения частиц распространение фронта вдоль канала ускоряется (рис. 8, б), что способствует восстановлению детонационного процесса (рис. 8, в–д). Формирование вторичной поперечной волны можно видеть на рис. 8, д, далее аналогично вышеописанным режимам происходит переход к ячейистой детона-

ции (рис. 8, е).

Влияние ширины канала на развитие течения наглядно иллюстрирует рис. 9, где представлены огибающие максимального давления на оси симметрии канала $p_{\max}(x, 0) = \max p(x, 0, t)$. Провал на сплошных линиях при $x \approx 0.28 \div 0.30$ обусловлен приходом на плоскость симметрии волны разрежения, формирующейся на обратном уступе. Небольшое плато после указанного провала связано с состоянием до прихода поперечной волны, воздействие которой приводит к усилению ударной волны и восстановлению детонации (кривые 1, 2). При больших значениях H_2 поперечная волна запаздывает, лидирующая ударная волна в значительной степени ослабляется и детонация не восстанавливается (кривые 3 и 5). Напротив, при близких значениях ширины узкой и широкой частей канала волна разрежения не успевает достичь плоскости симметрии, когда туда приходит отраженная волна (штриховая линия 4).

Заметим, что штриховая линия 5 показывает затухание детонации в смеси частиц диаметром 3 мкм при той же геометрии канала, что соответствует сплошной линии 2 для смеси частиц диаметром 2 мкм, где происходит восстановление детонации.

Таким образом, критические значения па-

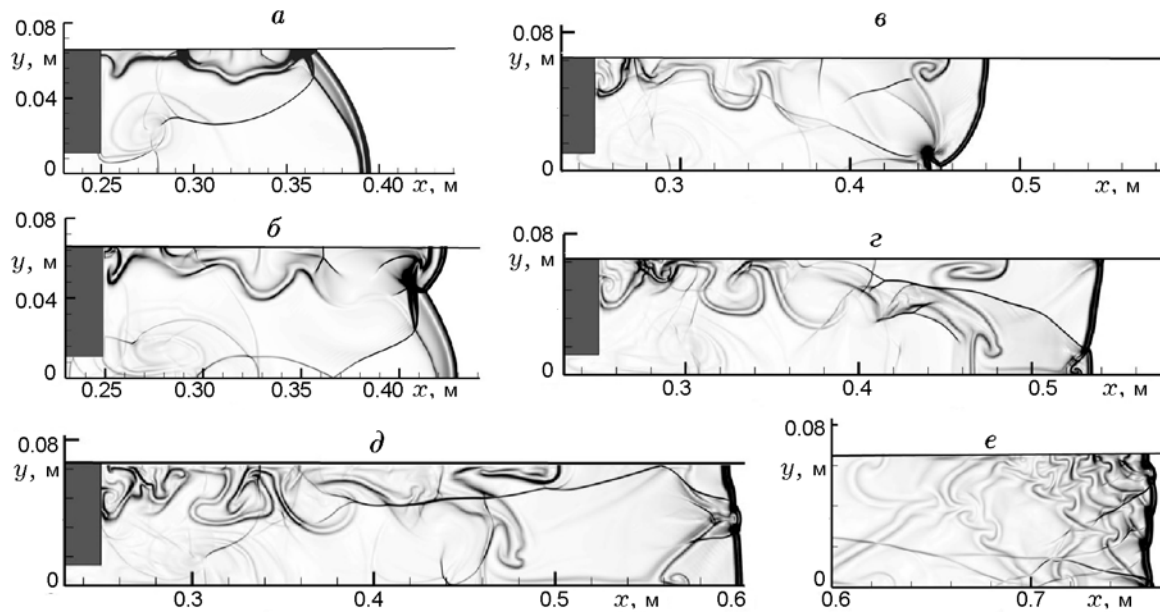


Рис. 8. Восстановление детонационного процесса при докритическом режиме ($d = 2$ мкм, $H_1 = 0.011$ м, $H_2 = 0.066$ м):

$t = 0.24$ (а), 0.28 (б), 0.32 (в), 0.36 (г), 0.4 (д), 0.5 мс (е)

раметров, определяющие срыв или развитие детонации в каналах с разрывом сечения, связывают как поперечные размеры узкой и ши-

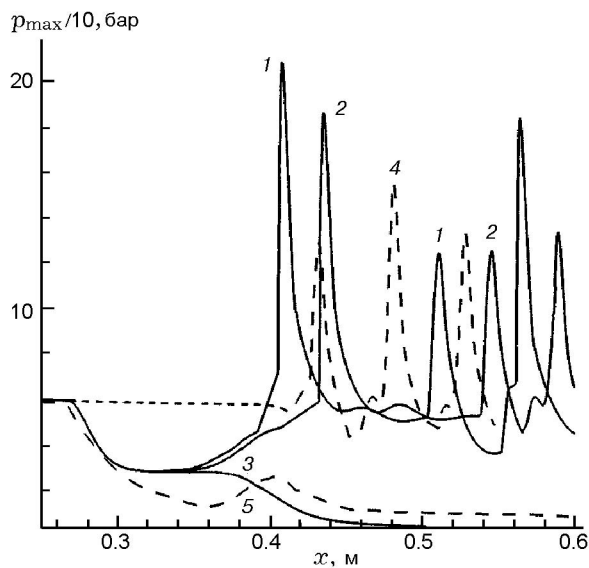


Рис. 9. Влияние геометрии канала и размера частиц на развитие детонации:

сплошные линии: 1–3 — $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.011$ м, $H_2 = 0.044$ (1), 0.05 (2), 0.099 м (3); штриховые линии: 4 — $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.064$ м, $H_2 = 0.066$ м; 5 — $d = 3$ мкм, $H_1 = 0.011$ м, $H_2 = 0.05$ м

рокой частей канала, так и размеры частиц. Соответствующий анализ для труб круглого сечения, заполненных взвесью частиц унитарного топлива, выполнен в работах [12, 13], где результаты анализа представлены в виде зависимостей отношения диаметров узкой и широкой частей трубы от концентрации для фиксированного размера частиц. Заметим, что отношение H_2/H_1 не может быть универсальным параметром для газозвесей частиц алюминия различной дисперсности. Это следует, например, из того, что при $H_2 \gg H_1$ критические условия связывают H_1 и диаметр частиц независимо от H_2 [1]. Кроме того, в [2] для масштабов детонационной структуры газозвеси алюминия: протяженностей зон задержки воспламенения, горения, тепловой и скоростной релаксации фаз (т. е. процессов, определяющих в данном случае критические условия срыва и восстановления детонации) — были установлены степенные зависимости от размера частиц. Оказалось, что все показатели степени в этих зависимостях различны, т. е. определяющие масштабы связаны между собой нелинейными зависимостями. Отметим также, что распространение детонации в узкой части (канала или трубы) происходит, как правило, в режиме ячейистой (спиновой) детонации. Определение критических параметров для этих ре-

жимов, в том числе корреляций между критической шириной выходного канала и размером детонационной ячейки в смеси, выходит за рамки настоящей работы и является предметом будущих исследований.

Особенности развития ячеистой детонации

Формирование ячеистой структуры в критических и закритических режимах выхода детонационной волны в неограниченное пространство происходит на фронте дифрагированной волны [1]. В каналах с разрывом сечения перестройка и упорядочение детонационной структуры в широкой части канала происходят в процессе отражений дифрагированной волны от стенок. Таким образом, условия для формирования вторичных поперечных волн различаются.

Определим K как отношение расстояния, пройденного детонационной волной после разрыва сечения канала, к ширине канала H_2 . Условием формирования развитой ячеистой детонации является соотношение $K \gg 1$.

Ячеистые структуры (истории максимального давления) при $K \approx 10$ показаны на рис. 10, *a* для $d = 1$ мкм и рис. 10, *б* для $d = 2$ мкм. Для сравнения на рис. 10, *в, г* приведены результаты формирования ячеистой детонации в плоском канале той же ширины (0.066 м) в постановке [2] (т. е. в результате развития малых возмущений). Все представленные структуры

регулярны, однако видно, что при различных способах формирования число ячеек на ширину канала различно, а их размеры отличаются приблизительно на 25 %. При этом следует отметить некоторую неравномерность ячеек на всех представленных рисунках. Согласно анализу, проведенному в [2], это обусловлено несоответствием ширины канала кратному числу «натуральной», т. е. присущей данной смеси, ячейки. Таким образом, различия в размерах ячеек на рис. 10, *a* и 10, *б*, а также на рис. 10, *б* и 10, *г* могут быть обусловлены как влиянием стенок, так и предысторией развития ячеистой детонации [14, 15]. Зависимость от предыстории означает, что при $K \approx 10$ ячеистая структура в канале с расширением еще не вышла на установившийся режим распространения.

На рис. 11 показано дальнейшее распространение детонации в широкой части канала при $d = 2$ мкм. В случае $K \approx 30$ (рис. 11, *a*) произошла перестройка структуры до 3 ячеек на ширину канала (размер ячеек уменьшился), но ячейки также неравномерны. Еще через 10 калибров ($K \approx 40$, рис. 11, *б*) число ячеек сохраняется, но увеличивается степень неравномерности: можно видеть 1.5 крупных ячейки (порядка 2.9 см) и 1.5 ячейки размером в два раза меньше. Из анализа картин течения на последующих стадиях (рис. 11, *в, г*) установлено, что процесс перестройки ячеистой структуры обладает некоторой регулярностью. Регулярная

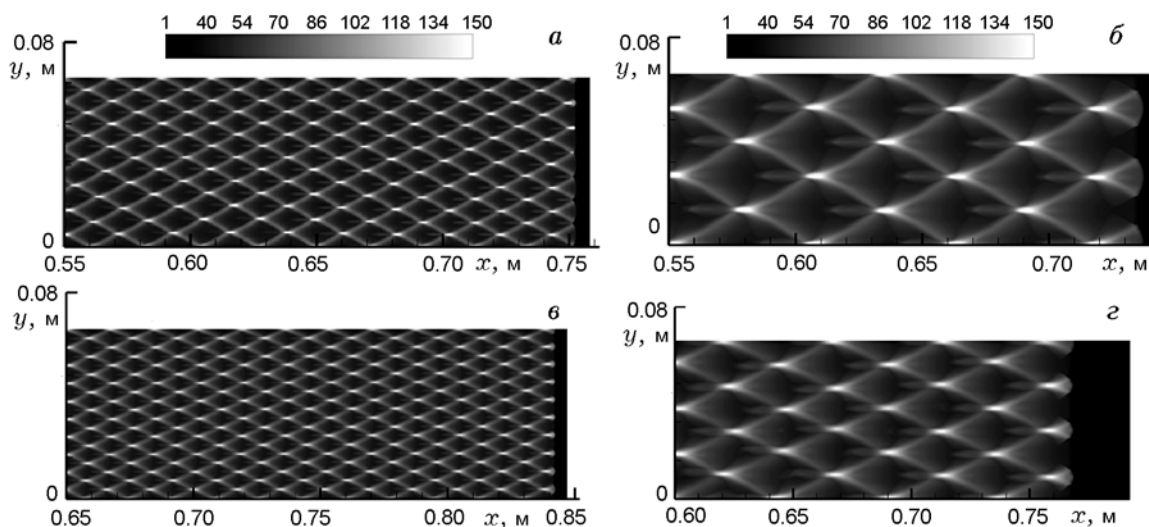


Рис. 10. Ячеистая детонация в каналах при $H_2 = 0.066$ м:

a, б — с расширением, *a* — $H_1 = 0.05$ м, *б* — $H_1 = 0.012$ м, *в, г* — в плоском канале; *a, в* — $d = 1$ мкм, *б, г* — $d = 2$ мкм

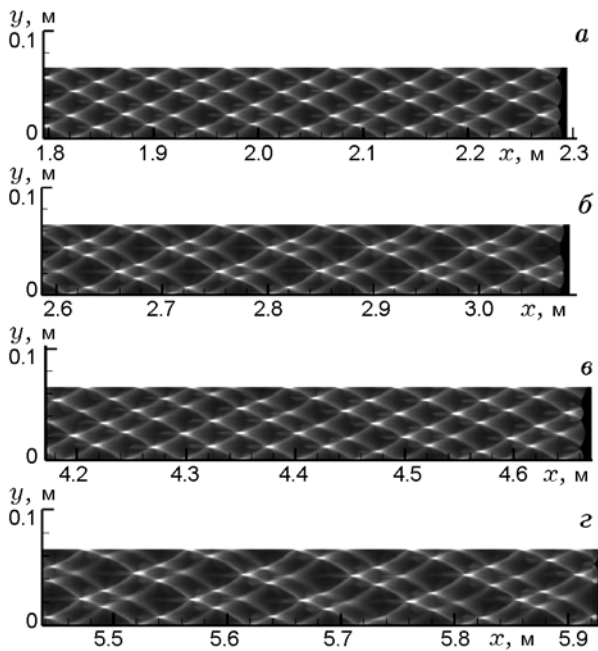


Рис. 11. Перестройка ячеистой структуры при распространении детонации в канале с расширением ($d = 2$ мкм, $H_1 = 0.012$ м, $H_2 = 0.066$ м):

$K \approx 30$ (а), 40 (б), 60 (в), 80 (г)

перестройка ячеистой структуры при длительном распространении в плоском канале отмечена в [14] при численном моделировании газовой ячеистой детонации.

На рис. 12 показано развитие течения в длительный период времени в той же смеси частиц ($d = 2$ мкм) при инициировании ячеистой детонации путем развития малых возмущений плотности [2]. При $K \approx 50$ (рис. 12, а) можно отметить укрупнение и нерегулярность ячеек по сравнению с картиной на рис. 10, г. При дальнейшем распространении детонации (рис. 12, б, в) картина аналогична течению в канале с разрывом сечения (см. рис. 11). Ячеистая структура становится все более неравномерной, рис. 11, г и 12, в обнаруживают полное сходство, в том числе близкие значения максимальных давлений при столкновении тройных точек. Оценки средней скорости распространения детонационной волны также различаются весьма незначительно — 1584 и 1577 м/с соответственно.

Таким образом, результаты расчетов позволяют заключить, что способ инициирования ячеистой детонации оказывает влияние только на переходный этап формирования двумер-

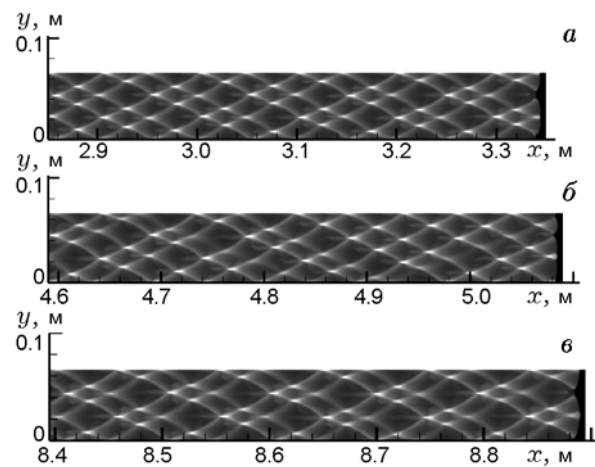


Рис. 12. Перестройка ячеистой структуры при развитии ячеистой детонации в плоском канале $H_2 = 0.066$ м, $d = 2$ мкм:

$K \approx 50$ (а), 75 (б), 130 (в),

ной детонации. Установившийся режим распространения ячеистой детонации идентичен в обоих рассмотренных случаях инициирования. При несоответствии ширины канала кратному числу «натурального» размера ячейки устойчивые детонационные структуры, полученные в расчетах для определенного момента времени, не гарантируют постоянства этой структуры при дальнейшем развитии течения. Данный результат согласуется с результатами численного моделирования [14, 16]. В [14] перестройка ячеистой структуры с периодическим увеличением и уменьшением числа ячеек при длительном распространении в канале получена для детонации газовых смесей (водород — кислород и аргон или гелий). В [16] при численном моделировании ячеистой гетерогенной детонации в бедной газовзвеси частиц алюминия в кислороде наблюдался переходный процесс распространения ячеистой структуры в канале с увеличением размера ячейки в 1.3 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами численного моделирования исследовано распространение гетерогенной детонации в газовзвесах частиц алюминия в каналах с разрывом сечения. Установлены следующие особенности распространения детонации в различных режимах.

- В закритическом режиме воздействие поперечной волны, образующейся вследствие отражения дифрагированной детонационной

волны от стенки, приводит к перестройке системы поперечных волн на фронте детонационной волны. При последующем распространении формируется структура с присущим данной смеси размером ячейки.

- В критических режимах при частичном срыве детонации восстановление детонации за счет отраженной от стенки волны происходит в более короткий промежуток времени.

- В докритических режимах (при срыве детонации в свободном пространстве) под воздействием отраженной от стенки ударной волны возможно восстановление детонации. Параметрами, влияющими на возможность реиницирования, при заданной дисперсности смеси являются размеры узкой и широкой частей канала.

- В критических и докритических режимах взаимодействие отраженной от стенки волны с фронтом горения приводит к развитию неустойчивости типа Рихтмайера — Мешкова, перемешивающей «горячую» и «холодную» части смеси (продукты горения и взвесь непрореагировавших частиц).

- Во всех рассмотренных режимах дальнейшее распространение детонации в канале характеризуется переходом к ячеистой детонации.

- На начальной стадии формирования размер ячеек несколько превышает характерный размер ячейки в соответствующем плоском канале при формировании из малых возмущений плоской детонационной волны.

- При дальнейшем распространении ячеистая структура перестраивается. В установившихся режимах распространения ячеистая структура детонации соответствует таковой в плоском канале по характеру и размеру ячейки. Таким образом, ячеистые структуры инвариантны относительно способа формирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газозвеси // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 95–107.
2. 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.
3. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Описание воспламенения и горения смеси газа и твердых частиц методами механики сплошной среды // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 2. — С. 3–9.
4. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
5. Fedorov A. V., Fomin V. M., Khmel' T. A. Non-equilibrium model of steady detonations in aluminium particle — oxygen suspensions // Shock Waves. — 1999. — V. 9, N 5. — P. 313–318.
6. Хмель Т. А. Численное моделирование двумерных детонационных течений в газозвеси реагирующих твердых частиц // Мат. моделирование. — 2004. — Т. 16, №6. — С. 73–77.
7. 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.
8. Федоров А. В., Кратова Ю. В., Хмель Т. А. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газозвезях // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 85–95.
9. 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.
10. Pantow E. G., Fischer M., Kratzel Th. Decoupling and recoupling of detonation waves associated with sudden expansion // Shock Waves. — 1996. — V 6. — P. 131–137.
11. Arienti M., Shepherd J. E. A numerical study of detonation diffraction // Fluid Mech. — 2005. — V. 529. — P. 117–146.
12. Кутушев А. Г., Шорохова Л. В. Численное исследование процессов горения и детонации аэрозвесей унитарного топлива в резкорасширяющихся трубах // Хим. физика. — 2003. — Т. 22, № 8. — С. 94–99.
13. Kutushev A. G., Shorohova L. V. Numerical investigation of burning and detonation of monofuel mixtures suspensions in sharply extended tubes // Advances in Confined Detonations / G. D. Roy, S. M. Frolov, R. J. Santoro, S. A. Tsyganov (Eds). — Moscow: Torus press Ltd, 2002. — P. 161–166.
14. Hemeryck L., Lefebvre M. N., Van Tiggelen P. J. Numerical investigation of transient detonation waves // High-Speed Deflagration and Detonation. Fundamental and Control / G. Roy et al. (Eds). — Moscow: ELEX-KM Publ., 2001. — P. 81–96.
15. Nikolis M., Williams D. N., Bauwens L. Simulaion of detonation cells in wide channel // Gaseous and Heterogeneous Detonations / G. Roy et al. (Eds). — Moscow: ENAS-Publ., 1999. — P. 153–162.

-
16. **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 12/III 2010 г.
