

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ НА ОБРАТНОМ УСТУПЕ В ГАЗОВЗВЕСИ

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

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

Численно исследуется процесс дифракции плоской детонационной волны в однородной стехиометрической взвеси мелких частиц алюминия в кислороде на обратном уступе плоского канала. Анализируется влияние размера частиц и геометрических параметров канала на волновую картину и режимы распространения. Установлены аналогии с соответствующими течениями в газовых смесях. Выявлены характерные отличия, обусловленные процессами межфазного взаимодействия.

Ключевые слова: газовзвеси, гетерогенная детонация, дифракция, режимы распространения, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Угроза взрыва горючей пыли существует во многих отраслях производств, включая пищевую, деревообрабатывающую, угольную, металлообрабатывающую промышленность и др. Особую опасность представляют скопления и распылы мелкодисперсной органической или металлической пыли в ограниченных объемах (помещениях, вентиляционных шахтах, закрытых транспортерах). Ударная волна или иной источник воспламенения могут привести к возникновению гетерогенной детонации, ее усилению благодаря многократным отражениям волн от стенок. Предотвращение подобных явлений требует изучения поведения ударных и детонационных волн в объемах сложной геометрии.

Другая область применения результатов исследований данной задачи связана с актуальной проблемой разработки детонационных двигателей. Обзор исследований фундаментального и прикладного характера, направленных на создание пульсирующих детонационных двигателей, приведен в [1]. Большое внимание в этих работах уделено анализу инициирования и распространения волн газовой детонации в ограниченных объемах и каналах сложной формы. Использование мелкодисперсных взвесей в качестве рабочих смесей в камерах сгорания имеет определенные перспективы, поскольку ме-

таллические частицы (типа алюминия и магния) обладают большой энергоемкостью и при малых размерах частиц времена протекания химических процессов в газовзвесах и газовых смесях сопоставимы. При этом управлять характеристиками горения можно за счет изменения дисперсности частиц.

Поведение детонационных волн в газах в условиях изменяющейся геометрии исследовалось достаточно широко как экспериментально, так и теоретически, в том числе методами численного моделирования. Отметим работы [2–5], в которых анализировались вопросы дифракции детонационных волн на обратном уступе. В [2] приведены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа. Указывается, что химические процессы, протекающие за ударным фронтом, ведут к потере автомодельности течения, в отличие от аналогичных процессов в инертных средах (при дифракции ударных волн). Возможны различные сценарии развития течения за уступом в зависимости от соотношения длины зоны реакции и характерного геометрического параметра конфигурации.

В [3] приведены результаты численного анализа структуры течения в сопоставлении с экспериментальными шлирен-фотографиями при распространении ячеистой детонации в канале с разрывом сечения. Анализируется влияние размера широкой части канала на режимы распространения. Показана возможность частичного срыва детонации с последующим реиницированием при отражении дифрагиру-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-01-00299) и АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» 2009 г. (грант 2.1.1./4674).

ванной волны от стенки широкой части канала с дальнейшим объединением ударной волны и фронта горения.

В [4] методами численного моделирования исследовалось влияние параметров реакции (в частности, энергии активации) на течение при дифракции плоской детонационной волны за уступом. Подтверждено существование трех режимов распространения, которые обозначены как докритический (срыв детонации), критический (частичный срыв с восстановлением) и закритический (непрерывное распространение). Переход от одного режима к другому связан с изменением энергии активации (что обуславливает также изменение протяженности зоны реакции). Указано на возможность возникновения системы поперечных волн на детонационном фронте в одном из режимов.

Численное моделирование распространения детонационных волн в плоских и осесимметричных каналах сложной геометрии, включая процессы дифракции на обратном уступе, проводилось также в [5]. Показано, что существует критическая ширина канала для поддержания детонации при выходе в свободное пространство.

В газовзвесах ударные и детонационные волны характеризуются внутренней структурой, обусловленной тепловой и скоростной релаксацией фаз. В связи с этим ударно-волновые процессы могут существенно отличаться от аналогичных процессов в газах. Качественные отличия структуры течения выявлены, например, в задаче дифракции ударной волны на обратном уступе в газовзвеси [6].

Исследования процессов дифракции детонационных волн в газовзвесах представлены весьма ограниченным числом работ. В [7] рассматривались процессы горения и детонации в газовзвесах в трубах с внезапным расширением. Численно исследовались условия прохождения детонационной волны через разрыв поперечного сечения для частиц унитарного топлива фиксированного размера (30 мкм). Установлено значительное влияние массовой загрузки смеси на величину критического отношения диаметров труб для предотвращения срыва детонации. Однако детальная структура течения двухфазной смеси при прохождении детонационной волной геометрических особенностей (разрыва сечения) не исследовалась.

В [8] численно изучались процессы ди-

фракции детонационной волны в двухфазной среде на обратном уступе, в том числе и прямоугольном. Рассматривалось порошкообразное взрывчатое вещество, характеризующееся высокой скоростью детонации (7600 м/с). Средние параметры смеси определялись без выделения фаз, при этом структура течения оказалась качественно аналогичной газовым смесям.

Таким образом, поведение детонационных волн в ограниченных объемах и каналах сложной геометрии в реагирующих двухфазных средах типа газ — частицы изучено слабо, особенно с точки зрения влияния релаксационных процессов межфазного взаимодействия. Это обуславливает необходимость исследований в данном направлении.

Распространение детонации в плоских каналах в газовзвесах возможно как в режиме плоских волн, так и в режиме ячеистой детонации. На первом этапе исследуется дифракция плоской детонационной волны на обратном прямоугольном уступе в газовзвеси мелких частиц алюминия и кислорода. Целью работы является анализ процесса распространения детонации за обратным уступом и определение влияния размера частиц и ширины канала на волновую картину и развитие детонационного течения.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается плоский канал с разрывом сечения, заполненный однородной стехиометрической смесью кислорода и мелких частиц алюминия (рис. 1). Канал симметричен относительно оси x , исследуется течение лишь в его верхней половине. Иницирование плоской детонационной волны в узкой части канала моделируется аналогично [9] воздействием взрывной ударной волны (УВ) в газе на облако газовзвеси, заполняющей часть канала. При достаточной амплитуде УВ и запасенной в ней энергии [10] в облаке формируется плоская пересжатая детонационная волна, которая ослабляется под действием волны разрежения. Длина облака газовзвеси выбирается так, чтобы к моменту достижения обратного уступа сформированная волна отвечала условию самоподдерживающейся детонации, оставаясь при этом плоской. Развитие возмущений, приводящих впоследствии к ячеистой детонации аналогично [9], происходит в данном случае в широкой части канала.

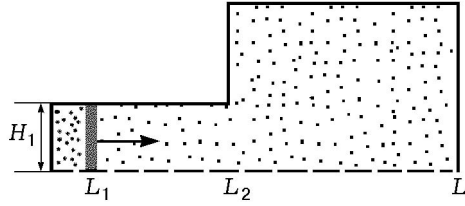


Рис. 1. Схема течения

В настоящей работе исследуется процесс выхода сформированной детонационной волны в свободное пространство: поведение за уступом и возможное последующее распространение. Схема течения представлена на рис. 1, здесь 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.

Размер широкой части канала в расчетах варьировался таким образом, чтобы в рассматриваемых временных интервалах фронт детонации не достигал стенки.

Течение в газовой среде описывается следующей системой уравнений, вытекающей из законов сохранения массы, импульса и энергии каждой из фаз:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial y} &= (-1)^{i-1} J, \\ \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i u_i^2 + (2-i)p]}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial y} &= \\ &= (-1)^{i-1} (-f_x + J u_2), \quad (1) \\ \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i v_i^2 + (2-i)p]}{\partial y} &= \\ &= (-1)^{i-1} (-f_y + J v_2), \\ \frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i u_i (E_i + (2-i)p/\rho_1)]}{\partial x} + \\ &+ \frac{\partial [\rho_i v_i (E_i + (2-i)p/\rho_1)]}{\partial y} = \\ &= (-1)^{i-1} (-q - f_x u_2 - f_y v_2 + J E_2). \end{aligned}$$

Для замыкания модели привлекаются: уравнения состояния с учетом того, что объемная концентрация частиц мала:

$$p = \rho_1 R T, \quad (2)$$

$$E_i = (u_i^2 + v_i^2)/2 + c_{v,i} T_i + (i-1)Q,$$

законы обмена импульсом и энергией между фазами:

$$\bar{f} = \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |\bar{u}_1 - \bar{u}_2| (\bar{u}_1 - \bar{u}_2), \quad (3)$$

$$q = \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T - T_2),$$

приведенный закон химической реакции:

$$J = \frac{\rho}{\tau \xi} \max(0, (\xi - \xi_k)) \exp\left(-\frac{E_a}{RT_2}\right) \text{ при } T_2 \geq T_{ign},$$

$$J = 0 \text{ при } T_2 < T_{ign}.$$

Для учета зависимости коэффициента сопротивления c_D от числа Рейнольдса и числа Маха относительного движения частиц используется формула, приведенная и подтвержденная сопоставлением с экспериментальными данными по траекториям движения частиц при ударно-волновом воздействии в [11]:

$$\begin{aligned} c_D(\text{Re}, M_{12}) &= \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M_{12}^{4.67}}\right)\right] \times \\ &\times \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}}\right), \quad (4) \end{aligned}$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_{11} d |u_1 - u_2|}{\mu}, \quad M_{12} = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}.$$

В формулах (1)–(4) p — давление; ρ_i , u_i , v_i , E_i , $c_{v,i}$ — соответственно средняя плотность, продольная и поперечная составляющие скорости, полная энергия на единицу массы и теплоемкость i -й фазы ($i = 1$ — газ, $i = 2$ — частица); T , T_2 — температуры газа и частиц; Q — тепловыделение химической реакции. Относительные массовые концентрации газа и частиц определяются как $\xi_i = \rho_i/\rho$, $\rho = \sum_i \rho_i$, $\rho_i = \rho_{ii} m_i$, где ρ_i , ρ_{ii} — соответственно средняя и истинная плотности каждой из фаз, $\rho_{22} = \text{const}$, m_i — объемная концентрация i -й фазы, ξ_k — минимально допустимая (остаточная после выгорания) доля частиц, d — диаметр частицы, c_D — коэффициент сопротивления частиц, λ_1 — теплопроводность газа, Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля,

μ — вязкость газа, γ_1 — показатель адиабаты газа, E_a — энергия активации, T_{ign} — температура воспламенения, τ_ξ — характерное время горения.

Система (1)–(4) решается при следующих начальных условиях:

$$t = 0, \quad \varphi = \begin{cases} \varphi_l, & 0 < x < L_1, \\ \varphi_0, & L_1 < x \leq L, \end{cases} \quad (5)$$

где

$\varphi = \{\rho_1, \rho_2, \rho_1 u_1, \rho_2 u_2, \rho_1 v_1, \rho_2 v_2, \rho_1 E_1, \rho_2 E_2\}$ — вектор решения, φ_l — решение, соответствующее стационарной плоской детонационной волне, φ_0 — начальное состояние перед фронтом.

Начальные значения параметров смеси: $p_0 = 1$ атм, $T_0 = T_{20} = 300$ К, $c_{v,1} = 914$ Дж/(кг·К), $c_{v,2} = 880$ Дж/(кг·К). Размер частиц варьировался от 1 до 3.5 мкм. Вышеизложенная модель развита в работах [12–14], там же приведены константы, определяющие интегральное тепловыделение химических реакций и критерий воспламенения. Принятая модель обеспечивает согласование расчетных результатов известным экспериментальным данным по скорости детонации, давлению в точке Чепмена — Жуге, времени горения частиц алюминия и ряду других параметров.

Для расчета в качестве основы взят численный метод [9, 14], успешно применяемый ранее для задач распространения детонации в газозвесах реагирующих частиц в рамках двухскоростного двухтемпературного приближения механики гетерогенных сред. Для уравнений газовой фазы применяется схема TVD с пятиточечным шаблоном. Для решения уравнений дискретных компонентов принята схема с разностями против потока Джентри — Мартина — Дэйли. Метод адаптирован для решения двумерных задач со сложной геометрией и применялся для решения задачи дифракции ударных волн в инертных газозвесах [6].

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Анализ результатов проводится в сравнении с аналогичными исследованиями детонации газовых смесей [2–5, 15]. В экспериментах [15] впервые установлено существование трех режимов распространения детонации — докритического, критического и закритического. В докритическом режиме происходит полный срыв детонации, в критическом — ча-

стичный срыв с последующим восстановлением, а закритический режим характеризуется непрерывным распространением детонационного фронта. Переход от одного режима к другому в одной и той же газовой смеси зависит от геометрических параметров канала. При фиксированной геометрии на переход влияют параметры реакции, в частности энергия активации [4].

В газозвесах масштаб зоны реакции определяется диаметром частиц. Кроме того, структура волны характеризуется наличием релаксационных процессов, протяженность которых также связана с размером частиц. Если размер канала сопоставим с характерными масштабами релаксации, это может привести к качественной перестройке течения (для ударных волн это показано в [6]) и к возможному срыву детонационного процесса. Поэтому исследовалось влияние как ширины канала, так и размеров частиц. Расчеты выполнены для частиц диаметром 1, 1.5, 2, и 3.5 мкм при изменении ширины канала $H_1 = 0.01 \div 0.15$ м (с учетом того, что распространение детонации возможно лишь при ширине канала не меньше половины поперечного размера детонационной ячейки в данной смеси).

Результаты расчетов показали, что в газозвесах, так же как и в газовых смесях, можно выделить три режима распространения: с полным срывом детонации, с частичным срывом и с непрерывным распространением детонации за уступом. При этом имеются существенные отличия волновой картины от аналогичных детонационных течений в газах, что связано с влиянием процессов релаксации фаз. Ниже представлена детальная структура течения для каждого из режимов.

Закритический режим распространения детонации

В закритическом режиме детонационный фронт после выхода за угол расширения остается детонационным на всем своем протяжении, распространяясь равномерно как в продольном направлении, так и в поперечном. Характерная картина течения при закритическом режиме, реализующемся в смеси частиц диаметром $d = 1$ мкм, представлена на рис. 2 в виде численного шпирен-изображения газовой фазы (а) и изолиний давления (б). Сравнение этих двух рисунков позволяет получить представление об ударно-волновой структуре течения за уступом. Видно, что после прохождения

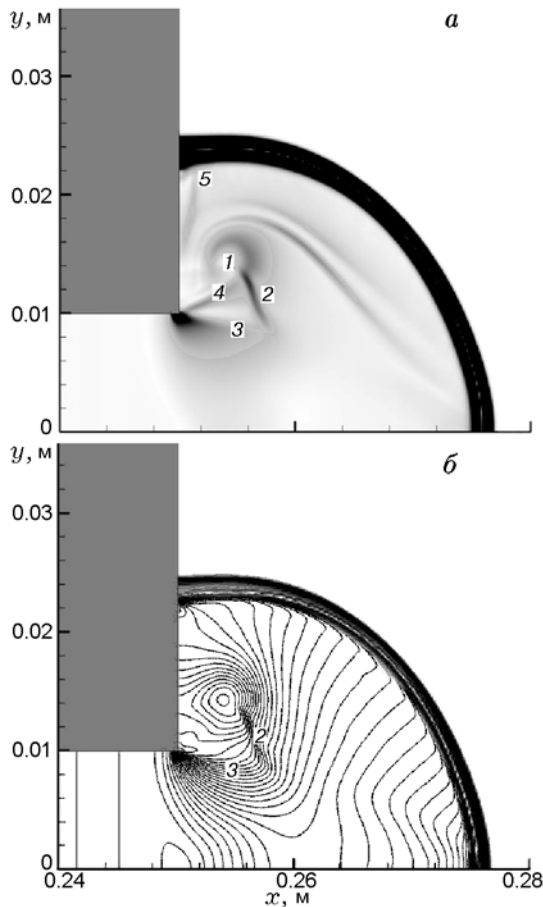


Рис. 2. Характерная структура течения в закритическом режиме ($d = 1$ мкм, $H_1 = 0.01$ м, $t = 0.13$ мс):

a — шлирен-изображение газовой фазы, *b* — изолинии давления

уступа фронт детонационной волны искривляется в результате взаимодействия с волнами разрежения, развивающимися на угле расширения. За углом расширения формируются вихрь 1, образующийся при отрыве сдвигового слоя от угла, и система скачков: ярко выраженный вторичный скачок (отраженная волна) 2, примыкающий к вихрю, и более слабый падающий скачок 3, берущий начало от угла; контактный разрыв 4, разделяющий течение, не возмущенное волной разрежения, и течение за искривленной волной.

Элементы волновой картины течения в окрестности угла расширения соответствуют аналогичным течениям газовых смесей [4], что естественно, поскольку в этой области концентрация частиц (остаточная после выгора-

ния) очень мала. Можно отметить также сходство с течениями нереагирующих газозвесей [6] (вихревая зона на угле расширения, система скачков в этой зоне, область пониженной концентрации частиц за уступом). Отметим также, что указанные вихревые структуры являются общими для всех реализующихся режимов распространения детонационной волны.

Структура детонационной волны включает лидирующую ударную волну, зоны скоростной и тепловой релаксации фаз и зону горения. В силу наличия этой внутренней структуры, представленная на шлирен-фотографии линия/область фронта обладает значительной толщиной. Это связано с проявлением межфазных релаксационных процессов, отражающихся в возникшей «размазанности» структуры детонационной волны (обусловленной обменом импульсом и энергией между фазами) по сравнению с дифракцией детонации в газах без частиц. И здесь, и на последующих картинах можно выделить особенности поведения фронта на участке, примыкающем к поверхности обратного уступа. Известно, что в инертных средах отражение пристенной ударной волны, распространяющейся вдоль боковой поверхности, возможно как регулярным, так и нерегулярным образом, в зависимости от интенсивности ударных волн [16]. В рассматриваемом нами примере течения также можно выделить ножку Маха 5 (более четко она вместе с отраженной волной видна на рис. 3, *a*), т. е. здесь реализуется нерегулярное отражение.

Наличие маховской конфигурации способствует формированию поперечных волн на фронте детонационной волны. Этот процесс отображен на рис. 3, где показано развитие течения для нескольких последовательных моментов времени. Из сравнения рис. 2, *a* и 3, *a* можно заключить, что по мере распространения детонационной волны образовавшаяся у стенки ножка Маха растет и искривляется из-за расширения фронта. Кроме того, скорость распространения ножки Маха вдоль поверхности превышает скорость распространения фронта, в силу чего возникает изгиб лидирующей ударной волны. Отраженная волна пристенной маховской конфигурации при этом усиливается и трансформируется в поперечную волну с примыкающим контактным разрывом (рис. 3, *b*). В дальнейшем (рис. 3, *b, в*) происходит усиление поперечной волны, а комбинация «поперечная волна — контактный раз-

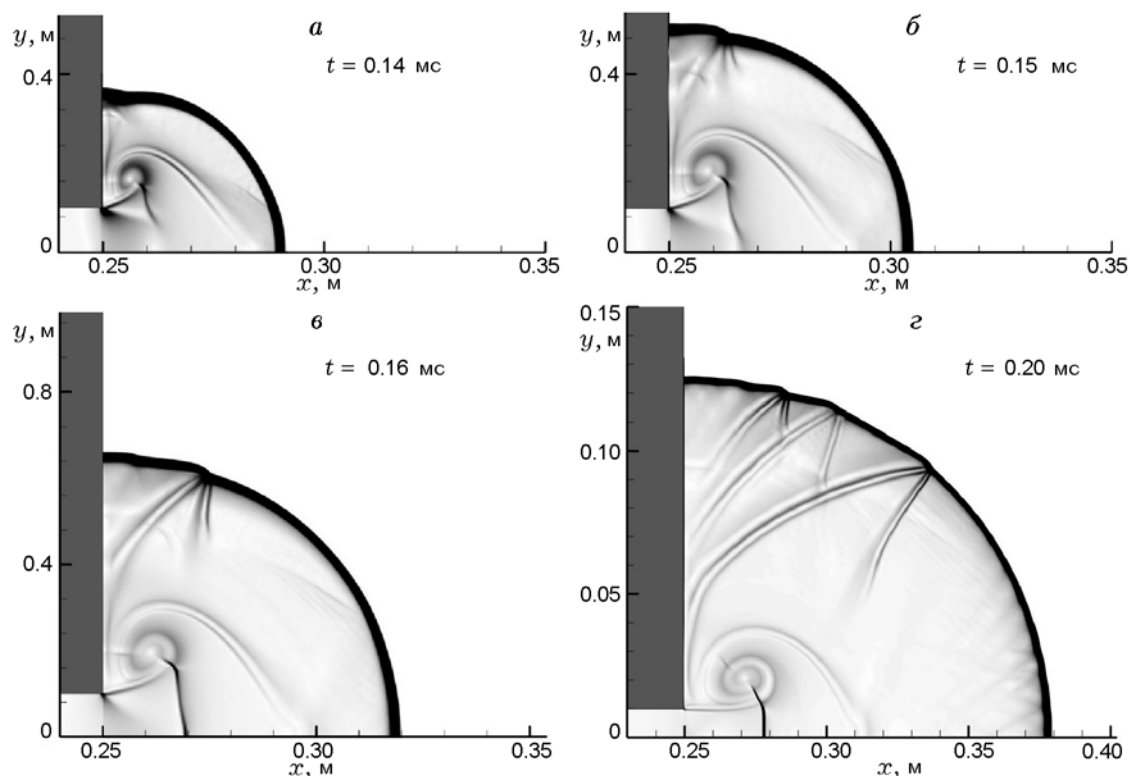


Рис. 3. Распространение детонации в закритическом режиме ($d = 1$ мкм, $H_1 = 0.01$ м)

рыв» распространяется вдоль фронта детонации. Со временем на некотором расстоянии от этой волны фронт вновь искривляется (в этом месте локально увеличивается давление, см. рис. 3, в) и происходит формирование вторичной поперечной волны с примыкающим к ней контактному разрыву (рис. 3, г).

Физическая природа появления вторичной волны связана с неустойчивостью детонационного фронта относительно возмущений, приводящих к его искривлению (при аррениусовском типе реакции), и с особенностями распространения звуковых волн в течении за фронтом. Подробное объяснение этого явления, основанное на применении методов линейной акустики, изложено в [17]. Суть метода состоит в анализе распространения фронта акустической цилиндрической волны, исходящей из «горячей точки» на фронте детонации (точки смыкания с первичной поперечной волной). В неоднородном поле течения, характеризуемом немонотонным поведением функции $c^2 - w^2$ (c — скорость звука, w — скорость газа в сопутствующей системе), некоторая часть этих возмущений возвращается на фронт детонации и способствует

возникновению новых «горячих точек». Развитие методологии применительно к газозвесьям позволило получить оценки размера детонационной ячейки в монодисперсных взвесьях частиц алюминия в [9], а также определить критерии формирования ячейистой детонации в аналогичных полидисперсных взвесьях [18], хорошо согласующиеся с результатами численного моделирования. Метод [17] также принят во внимание авторами [4] при анализе процесса дифракции детонационной волны на обратном уступе в газовых смесях.

Таким образом, благодаря особенностям распространения возмущений в поле течения детонационной структуры, за первой поперечной волной, сформировавшейся в результате отражения фронта от боковой стенки (см. рис. 3, б), развивается последовательность поперечных волн на детонационном фронте (зарождение третьей поперечной волны можно видеть на рис. 3, г). Расстояния между ними, однако, не согласуются с поперечным размером ячейки при распространении детонации в плоском канале (определенным в [9] как численно, так и по методу [17]). Причина этого, на

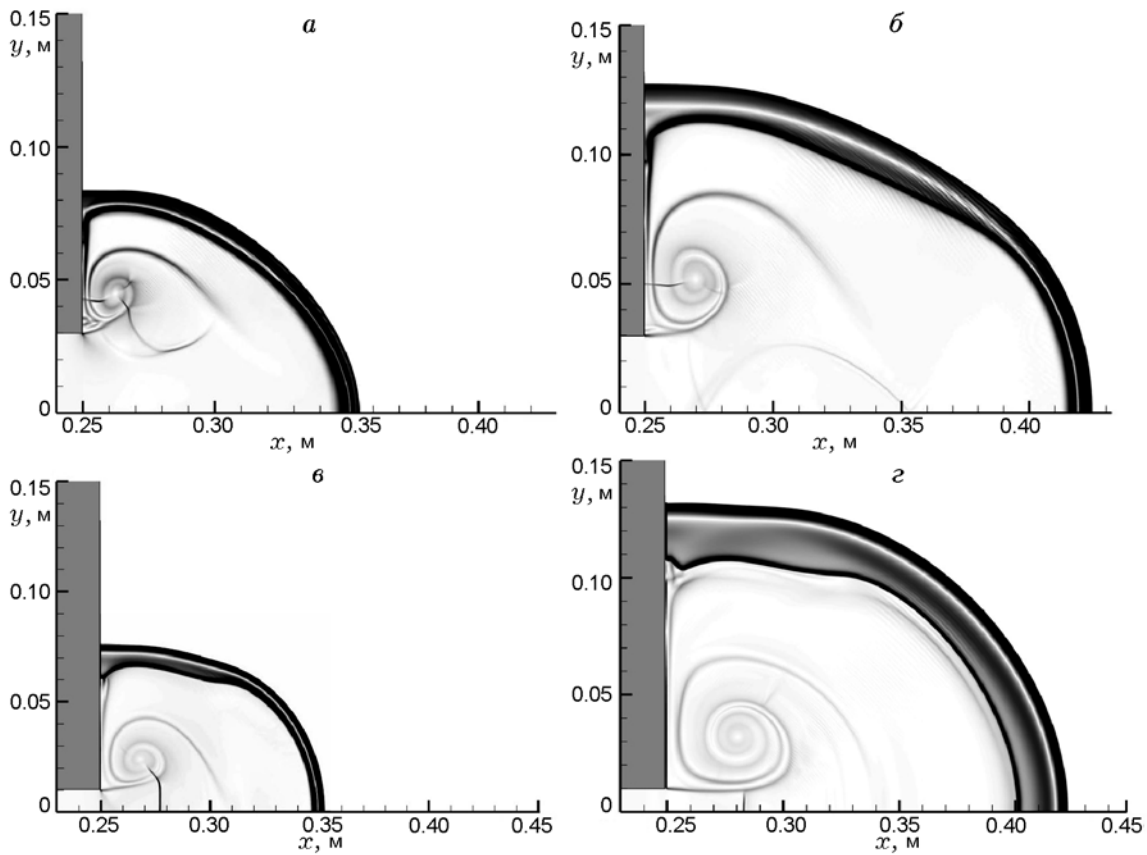


Рис. 4. Затухание детонации (докритический режим):

$d = 3.5$ мкм, $H_1 = 0.03$ м, $t = 0.19$ (а) и 0.25 мс (б); $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.01$ м, $t = 0.20$ (в) и 0.30 мс (г)

наш взгляд, заключается в том, что структура течения за дифрагированной волной (в пристенной области и в окрестности конфигурации сильной поперечной волны с примыкающим контактным разрывом) отличается как от структуры за плоской волной детонации, так и от течений ячейистой детонации в данной смеси.

Однако на другом участке фронта, примыкающем к плоскости симметрии, можно видеть (см. рис. 3,г) еще одну развивающуюся систему поперечных волн (пока малой амплитуды). Эти волны возникают вследствие развития малых возмущений, обусловленных неоднородностями течения, и усиливаются благодаря описанному выше механизму. В последующем по мере развития этих волн распространение детонации приобретает характер ячейистой детонации, а расстояние между этими поперечными волнами уже на рис. 3,г согласуется с поперечным размером ячейки 0.007 м в смеси частиц диаметром 1 мкм [9].

Анализ развития течения в окрестности угла расширения на рис. 3,а–г показал, что в этой зоне становится более выраженной система скачков. Один из них направлен от центра вихря к боковой стенке, второй постепенно объединяется с отраженным скачком и трансформируется в переходный скачок, направленный к оси симметрии канала. Это также согласуется с результатами для газовых смесей [4].

Докритический режим

Докритический режим характеризуется полным срывом детонационного процесса и при рассмотренных значениях ширины канала реализуется в смесях частиц диаметром 3.5 и 2 мкм. Здесь срыв детонации обусловлен разделением лидирующей ударной волны и фронта горения и последующим постепенным ослаблением ударной волны при дальнейшем отставании фронта горения. Этот процесс представлен на рис. 4,а,б, где для двух моментов времени

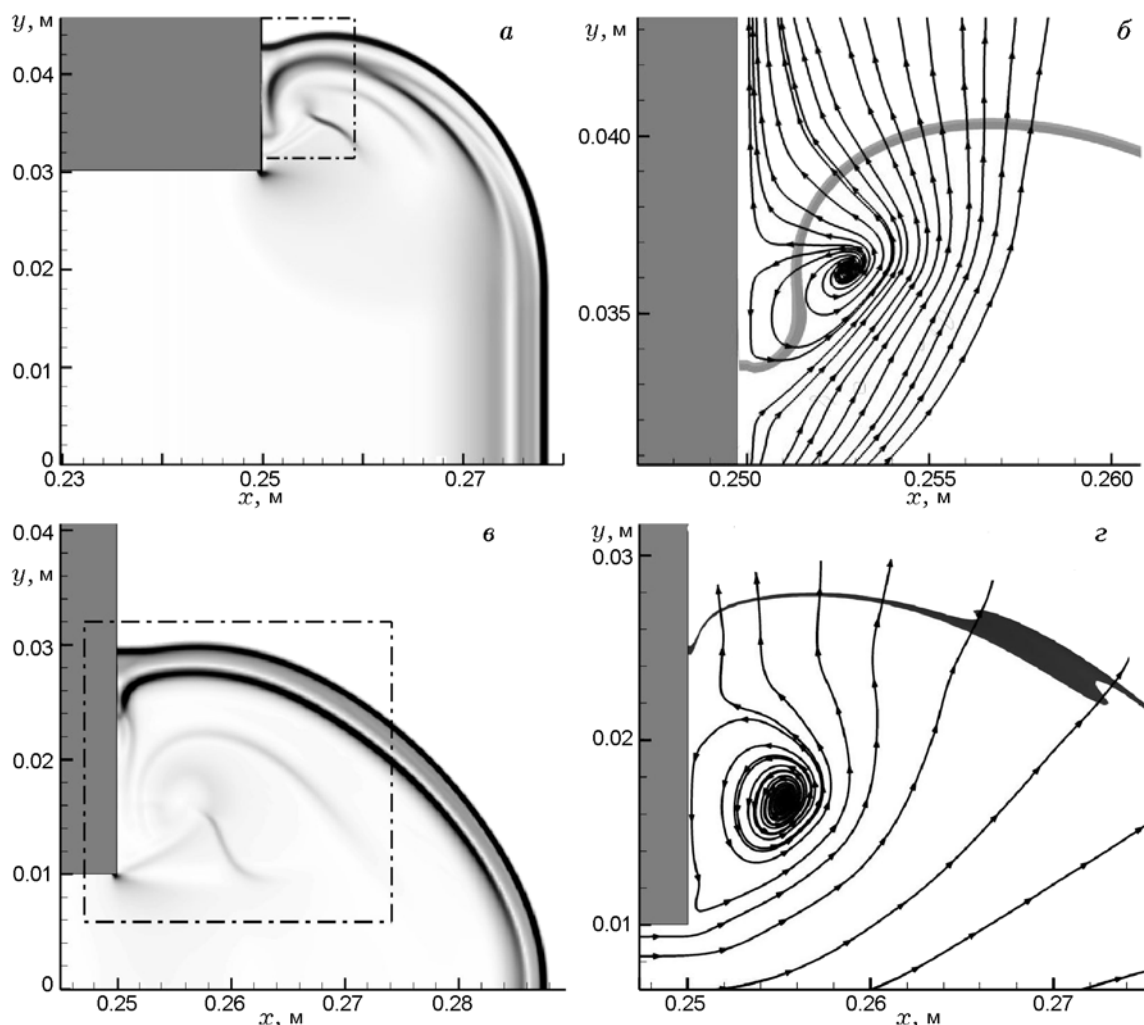


Рис. 5. Влияние вихря на форму фронта горения:

$a, б$ — $d = 3.5$ мкм, $H_1 = 0.03$ м, $t = 0.14$ мс; $в, з$ — $d = 2$ мкм, $H_1 = 0.01$ м, $t = 0.14$ мс; $a, в$ — численные шликрен-фотографии; $б, з$ — линии тока и фронт горения

приведены численные шликрен-изображения течения в смеси частиц размером $d = 3.5$ мкм при $H_1 = 0.03$ м.

Анализ рис. 4 показал, что форма и положение вихря зависят от ширины канала. При выходе гетерогенной детонации из канала с шириной узкой части $H_1 = 0.03$ м ослабление в продольном направлении развивается позже, поэтому вихревая зона отселяется течением в направлении боковой стенки. Здесь в вихревой зоне более выражен скачок, направленный к боковой стенке (рис. 4, $a, б$). В узком канале шириной $H_1 = 0.01$ м в смеси частиц размером $d = 2$ мкм (рис. 4, $в, з$) форма вихря вытянута и в вихревой зоне развивается скачок, направленный к оси симметрии канала.

В расчетах установлено, что форма фронта и структура течения в пристенной области в докритических режимах могут существенно различаться в зависимости от размера частиц.

В смеси частиц диаметром 3.5 мкм обширная зона между фронтом лидирующей ударной волны и фронтом горения частично перекрывается с областью, занятой вихрем. Вследствие этого смесь газа и частиц, не достигших температуры воспламенения, вовлекается в вихревое движение (на представленных рисунках против часовой стрелки). Это приводит к изгибу фронта горения и развороту его пристенного участка в сторону угла расширения. Мгновенная картина линий тока в указанной смеси при $H_1 = 0.03$ м в момент времени $t = 0.14$ мс по-

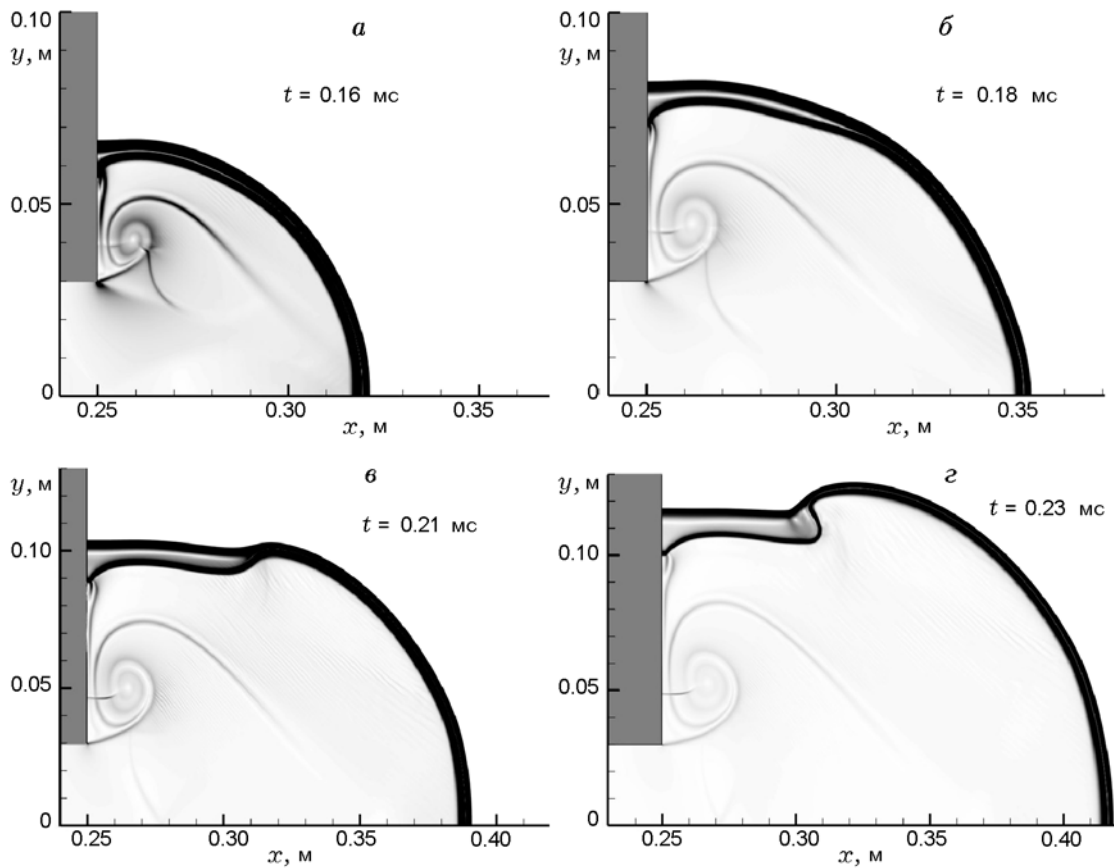


Рис. 6. Восстановление детонационного процесса в критическом режиме ($H_1 = 0.03$ м, $d = 2$ мкм)

казана на рис. 5, *a*, на этом же рисунке жирной линией серого цвета нанесена изолиния температуры частиц $T_2 = T_{ign}$, отвечающая передней кромке фронта горения. Как можно заключить из сравнения рис. 5 и рис. 4, *a, б*, в динамике дальнейшего развития пристенный изгиб фронта горения сохраняется и приводит к его вытягиванию вдоль стенки.

Для смеси частиц размером 2 мкм при $H_1 = 0.01$ м (также докритическом режиме распространения) картина течения в пристенной области существенно иная. Здесь вихревая зона и комплекс лидирующей ударной волны с примыкающей зоной релаксации и горения развиваются отдельно. Фронт горения не попадает в зону вихря и упирается в стенку (рис. 5, *в, г*). Примыкающий к точке изгиба фронта горения контактный разрыв, который можно видеть на рис. 4, *в, г*, представляет собой остаточную структуру релаксационного отражения пристенной волны (релаксационный тип отражения ударной волны от стенки отмечен в чис-

ленных расчетах в [13]).

Отметим, что в докритических режимах как в области за уступом, так и в окрестности плоскости симметрии лидирующая ударная волна и фронт горения в значительной степени разделены (см. рис. 4), поэтому не происходит формирования поперечных волн (как в закритических режимах, рис. 3).

Критический режим распространения

При критическом режиме также наблюдается разделение детонационной волны на лидирующую ударную волну и отстающий фронт горения. Но в отличие от докритического режима это разделение временное и ограничивается участком, примыкающим к стенке обратного уступа. В то же время в центральной части волны детонационный процесс распространяется непрерывно в продольном направлении. Таким образом, фронт волны за углом расширения делится на два участка: де-

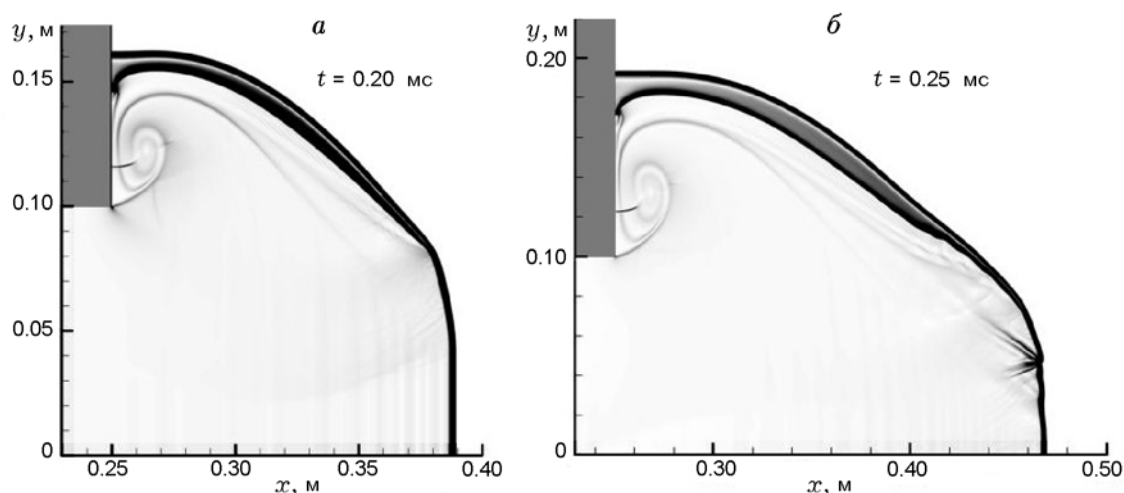


Рис. 7. Развитие поперечных волн при критическом режиме распространения ($H_1 = 0.1$ м, $d = 1.5$ мкм)

тонационный и ударный с отстающим фронтом горения. Формирование этой структуры показано на рис. 6 для смеси частиц размером $d = 2$ мкм при $H_1 = 0.03$ м для нескольких моментов времени. Вначале вследствие влияния волны разрежения, возникающей на угле расширения, процесс детонации несколько ослабляется вдоль всего фронта (рис. 6,а). У боковой стенки происходит разделение ударной волны и фронта горения. Здесь распространение волны в поперечном направлении замедляется, а структура течения в области за уступом подобна случаю докритического режима. В центральной части фронта ослабление менее выражено и не приводит к срыву (рис. 6,б), в отличие от канала с $H_1 = 0.01$ м для той же смеси (см. рис. 4,в,з), поскольку в этом случае невозмущенная детонационная волна успевает продвинуться на большее расстояние до взаимодействия с головной волной разрежения.

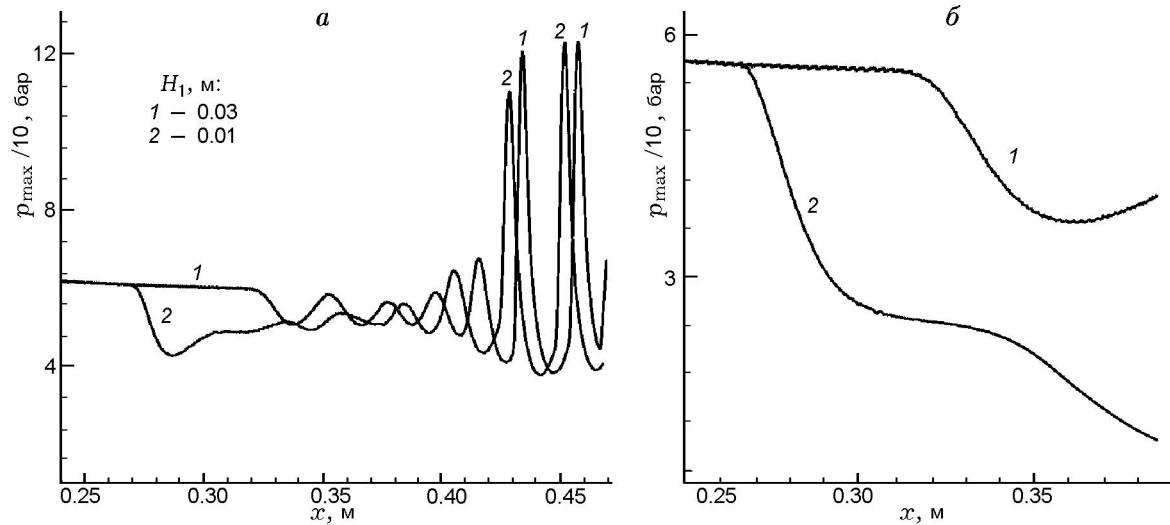
По мере распространения участок детонационного фронта расширяется, так как в горение вовлекается масса непрореагировавших частиц между дифрагированной ударной волной и фронтом горения. Это наглядно демонстрирует рис. 6,в, где видно, что за счет ускоренного движения детонационного участка фронт вытягивается вдоль оси симметрии канала. Кроме того, со временем детонационный участок становится выпуклым, при этом отставание фронта горения в поперечном направлении становится все более выраженным.

В дальнейшем детонационный участок

фронта расширяется (рис. 6,з). Он движется в поперечном направлении быстрее, чем комбинация «ударная волна — отстающий фронт горения». Это приводит к формированию выпуклости и изгиба детонационного фронта вблизи точки смыкания, а также к формированию поперечной волны, за которой происходит горение частиц, нагретых первичной ударной волной. В дальнейшем этот процесс способствует образованию вихревых структур и сложной волновой картины за детонационным фронтом. Связано это с тем, что при расширении фронта поперечная волна достигает стенки обратного уступа, а примыкающая к ней вихревая зона расширяется и взаимодействует с вихревой зоной, образованной на угле расширения, что способствует развитию флуктуаций в течении. После отражения поперечной волны от стенки распространение фронта приобретает черты закритического режима.

Для смеси с более мелкими частицами диаметром $d = 1.5$ мкм в канале с шириной выходного отверстия $H_1 = 0.01$ м также реализуется критический режим распространения (рис. 7). В этом случае появление поперечных волн на детонационном участке фронта вблизи плоскости симметрии можно увидеть уже на ранних стадиях течения (рис. 7,б).

Относительно малый размер частиц и, как следствие, небольшая протяженность зон релаксации за фронтом приводят к реализации картины течения, объединяющей черты критического (разделение фронта волны на два

Рис. 8. Огибающие максимального давления ($d = 1$ (а) и 2 мкм (б))

участка) и закритического (формирование поперечных волн) режимов.

Влияние ширины канала и размера частиц

Как можно заключить из анализа результатов расчетов, реализация того или иного режима распространения детонационной волны зависит от соотношения масштабов геометрии канала и масштабов зон релаксационных процессов (скоростной, тепловой и химической релаксации), определяемых размером частиц.

В докритических режимах с увеличением ширины канала при фиксированном размере частиц в смеси процесс приобретает некоторые черты критического режима. На рис. 4, в, г можно заметить большее отставание фронта горения от фронта ударной волны в поперечном направлении (на участке, примыкающем к стенке), чем в продольном направлении (на участке, примыкающем к плоскости симметрии). Происходит это вследствие того, что в более широком канале головной волне разрежения, оказывающей ослабляющее действие на невозмущенный фронт, требуется больше времени, чтобы достигнуть оси симметрии. Хотя детонация здесь в конечном счете затухает, некоторое время скорость распространения головного фронта близка к постоянной (хотя и меньшей, чем скорость Чепмена — Жуге в смеси). Дальнейшее увеличение ширины канала или уменьшение размера частиц способствуют переходу к критическому режиму распространения детонации.

На рис. 8 приведены огибающие максимального давления в плоскости симметрии. Представленные на рис. 8, а кривые свидетельствуют о сохранении детонационного процесса (закритические режимы) в смеси частиц диаметром 1 мкм. Временное ослабление детонации выражается в снижении пиковых значений давления при взаимодействии с веером волн разрежения, исходящим из угла расширения. Провал в пиковых давлениях имеет максимальную амплитуду и протяженность в наиболее узком канале, где он также максимально приближен к углу. С увеличением ширины канала снижение максимального давления наступает позже и менее выражено.

Переход к колебательному характеру наблюдается на обеих кривых на отрезке $0.35 < x < 0.4$ м и обусловлен развитием ячеистых структур на фронте.

При $d = 2$ мкм (рис. 8, б) в зависимости от значения H_1 реализуются два противоположных варианта развития течения. Кривая 2 указывает на срыв детонации (докритический режим), при $H_1 = 0.03$ м (кривая 1) после снижения, вызванного действием волны разрежения, происходит уверенный рост давления, что служит признаком реинициирования детонационного процесса. Отсутствие колебаний на кривой означает, что поперечные волны еще не сформировались; так, в смеси частиц размером $d = 2$ мкм для этого требуется более длительный период времени, чем в смеси с $d = 1$ мкм.

В смесях частиц размером $d = 3$ мкм

монотонное снижение пиковых давлений (аналогичное кривой 2 на рис. 8, б) наблюдается при всех рассмотренных значениях ширины канала, т. е. реализуется докритический режим (срыв детонации).

Таким образом, в отличие от газовых смесей, переход от закритических режимов к критическим, а также от критических режимов к докритическим (т. е. срыву детонации) в газозвесах происходит не только при уменьшении ширины канала, но и при увеличении размера частиц в газозвеси.

ВЫВОДЫ

Численно исследованы процессы дифракции плоской детонационной волны в газозвеси на обратном уступе при выходе из плоского канала.

1. Возможны три режима распространения детонации: докритический (срыв детонации), критический (частичный срыв с последующим восстановлением), закритический (непрерывное распространение детонации), которые обладают следующими свойствами:

- в закритическом режиме происходит 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 релаксационных зон 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.

2. В отличие от аналогичных процессов в реагирующих газовых смесях, переход от одного режима к другому зависит не только от ширины канала, но и от размера частиц в газозвеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Roy G. D., Frolov S. M., Borisov A. A., Netzer D. W. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective //

Progress in Energy and Combust. Sci. — 2004. — V. 30, issue 6. — P. 545–672.

2. Shepherd J. E., Schultz E., Akbar R. Detonation diffraction // Proc. 22nd Intern. Symp. on Shock Waves / G. Ball, R. Hillier, G. Roberts (Eds). — 2000. — V. 1. — P. 41–48.
3. 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.
4. Arienti M., Shepherd J. E. A numerical study of detonation diffraction // J. Fluid Mech. — 2005. — V. 529. — P. 117–146.
5. Levin V. A., Markov V. V., Zhuravskaya T. A., Osinkin S. F. Initiation and propagation of detonation in channels of complex shape // Pulse and Continuous Detonation Propulsion / G. Roy, S. Frolov (Eds). — M.: Torus Press, 2006. — P. 97–106.
6. Федоров А. В., Кратова Ю. В., Хмель Т. А. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газозвесах // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 1. — С. 85–95.
7. 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.
8. Kapila A. K., Schwendeman D. W., Bdzil J. B., Henshaw W. D. A study of detonation diffraction in the ignition-and-growth model // Combust. Theory and Modeling. — 2007. — N 11. — P. 781–822.
9. 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.
10. 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.
11. Бойко В. М., Киселев В. П., Киселев С. П., Папырин А. Н., Поплавский С. В., Фомин В. М. О взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 2. — С. 86–99.
12. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
13. 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.
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. **Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов Н. Н.** Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журн. техн. физики. — 1956. — Т. 26, вып. 8. — С. 1689–1713.
16. **Hillier R.** Computation of shock wave diffraction at a ninety degrees convex edge // Shock Waves. — 1991. — V. 1. — P. 89–98.
17. **Barthel H. O.** Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations // Phys. Fluids. — 1974. — V. 17, N 8. — P. 1547–1553.
18. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Формирование и вырождение ячеистой детонации в бидисперсных газовзвесьях частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 109–120.

*Поступила в редакцию 12/V 2008 г.,
в окончательном варианте — 27/II 2009 г.*
