

# Численное моделирование процессов дифракции ударных и детонационных волн на угловых конфигурациях в газовзвесах\*

А.В. ФЕДОРОВ, Т.А. ХМЕЛЬ, Ю.В. КРАТОВА  
*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН*  
yulia@itam.nsc.ru: 630090, Новосибирск, Институтская, 4/1

Исследованы проблемы дифракции ударных и детонационных волн на обратном прямоугольном уступе в газовзвесах инертных/реагирующих частиц (моно- и полидисперсные взвеси частиц алюминия в кислороде). Цели исследования заключаются в установлении общих и специфических свойств относительно аналогичных процессов в газах, оценке влияния фактора полидисперсности, определении критических условий распространения детонации.

Известно, что ударно-волновые явления в смесях газа с частицами характеризуются более сложной структурой, чем в газовых смесях. Это обусловлено наличием процессов межфазного взаимодействия, при которых происходит обмен энергией и импульсами, что оказывает влияние на волновую картину течения. Корреляция масштабов, определяемых процессами скоростной и тепловой релаксации, химической реакции и геометрией задачи, является ключевым параметром для течений в ограниченных объемах. С этой точки зрения анализ течений в газовзвесах вокруг угловых конфигураций при прохождении ударных и детонационных волн представляет фундаментальный теоретический интерес. Отметим, что подобные вопросы мало изучены и довольно слабо представлены в известной литературе [1, 2, 3].

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим плоский канал, состоящий из узкой и широкой частей, который заполнен однородной смесью газа и мелких частиц алюминия. Считая, что канал симметричен относительно оси  $X$ , рассматривается течение лишь в одной его половине. По узкой части канала в газовзвеси слева направо распространяется волна. В качестве исходного течения в узкой части канала рассматривались: 1) плоская стационарная ударная волна; 2) плоская детонационная волна в режиме Чепмена–Жуге; 3) развитая ячеистая детонация. Исследуем процесс выхода сформированной детонационной волны в свободное пространство: поведение за уступом и возможное последующее распространение. Размер широкой части канала в расчетах варьировался таким образом, чтобы в рассматриваемых временных интервалах фронт детонации не достигал стенки. Цели исследования заключаются в установлении общих и специфических свойств относительно аналогичных процессов в газах на картину течения, оценке влияния фактора

---

\*Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы Министерства образования и науки» на 2011 год, код проекта 2.1.1/11316 и гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-393.2011.1.

полидисперсности, определении критических условий распространения детонации. Исследование проводится в рамках физико-математической модели детонации монодисперсных газозвесей мелких частиц алюминия и кислорода, развитой в работах [5]. Модель основана на представлении многоскоростного многотемпературного континуума в рамках механики гетерогенных сред. Для решения начально-краевой задачи использовался численный метод расчета, основанный на применении схемы TVD для газа и Джентри-Мартина-Дэйли для частиц [6].

## 2. Результаты исследования

**Течения при дифракции ударной волны** Отличительная черта ударно-волновых течений в гетерогенных смесях по сравнению с течениями невязких газов состоит также в том, что характерные масштабы процессов релаксации зависят от размера частиц, а для рассматриваемых монодисперсных газозвесей частиц алюминия размером 1-5 мкм в кислороде они сопоставимы также с принятыми в расчетах геометрическими масштабами задачи. Наличие указанных релаксационных процессов оказывает влияние на картину дифракции УВ при прохождении обратного уступа. На рис.1 показаны поля плотностей газовой и дисперсной фаз для газозвеси частиц алюминия диаметром 1 мкм в кислороде при фиксированной начальной загрузке частиц  $\rho = 0.69$  кг/м при начальном числе Маха  $M=3$ . Отметим, что в целом волновая картина подобна течению при дифракции УВ в незапыленном газе. Здесь также можно выделить вихрь, вторичный скачок и волну разрежения, границы которых разделяют области различной интенсивности цвета на рис.1,а. Однако присутствие частиц существенным образом влияет на форму и размеры характерных структур течения. Кроме того, процессы в двухфазной смеси характеризуются проявлением новых феноменов.

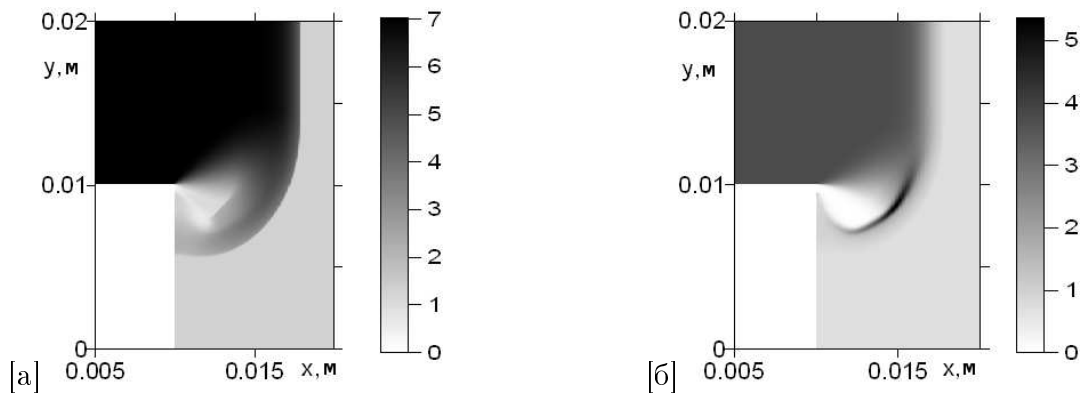


Рис. 1. Дифракция ударной волны на обратном уступе в газозвеси: поле плотности газа (а), поле плотности частиц (б),  $M=3$ ,  $t=16$  мкс.

Анализ картин плотности частиц (рис. 1,б) показывает, что за уступом образуется зона разрежения с очень низким содержанием частиц (средняя плотность частиц меньше  $0.05$  кг/м<sup>3</sup>). Причиной этого является, очевидно, следующее. Сразу же после прохождения ударной волной уступа газ резко меняет направление своего движения, а частицы в силу своей инерционности еще продолжают некоторое время двигаться в продольном направлении. Таким образом, за уступом образуется зона, в которую не поступают частицы из области течения перед уступом. Частицы же, первоначально находящиеся

в этой зоне за уступом, перемещаются вслед за дифрагированной УВ и выносятся из данной области. Здесь проявляются два фактора: лидирующая дифрагированная УВ выносит частицы из области, а инерция частиц препятствует их попаданию в данную область. Формирующееся за уступом вихревое течение газа способствует дальнейшей сепарации частиц. Накопление частиц происходит в слое, примыкающем к контактной поверхности, что можно отчетливо видеть на рис. 1,б. Так как скорость дискретной фазы в вереве волн разрежения существенно выше, чем за дифрагированной УВ, то в области между контактной поверхностью и вторичным скачком происходит торможение частиц. Следствием этого является значительное увеличение их концентрации (средняя плотность частиц достигает значения  $5.36 \text{ кг/м}^3$ ). Это означает, что средняя плотность частиц возросла почти на порядок, то есть, возникает своеобразный - слой, который, как правило, организуется за УВ. Подчеркнем, что в данном случае он располагается вблизи контактного разрыва.

**Дифракция плоской детонационной волны** Анализ результатов проводится в сравнении с аналогичными исследованиями детонации газовых смесей [7, 8]. Для газов известно три основных режима распространения детонации. В докритическом режиме происходит полный срыв детонации, в критическом – частичный срыв с последующим восстановлением, а за критический 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, величина энергии активации. В газовзвесьях масштаб зоны реакции определяется временем химической релаксации, диаметром частиц. Кроме того, структура волны характеризуется наличием процессов релаксации скоростей и температур, протяженность которых также связана с размером частиц. Если размер канала сопоставим с характерными масштабами релаксации, это приводит к качественной перестройке течения, что влияет на критические условия распространения. Поэтому исследовалось влияние, как ширины канала, так и размеров частиц. Результаты расчетов показали, что в газовзвесьях также можно выделить три режима: с полным срывом детонации, с частичным срывом и с непрерывным распространением детонации за уступом. Специфическим свойством, присущим исключительно гетерогенной детонации, является возможность качественно различных конфигураций фронта горения вблизи стенки обратного уступа в зависимости от дисперсности смеси. В смеси с  $d=3.5 \text{ мкм}$  ( $H_1=0.03 \text{ м}$ ) наблюдается изгиб фронта горения и разворот его пристеночного участка в сторону угла расширения. Это обусловлено взаимодействием лидирующей УВ и фронта горения с вихрем при сравнимых масштабах зоны задержки воспламенения и вихревой зоны. Смесь газа и частиц, не достигших температуры воспламенения, вовлекается в вихревое движение, что подтверждается мгновенными картинками линий тока (рис. 2,а). В дальнейшем фронт горения (жирная серая линия на рис.2 условно обозначает его переднюю кромку) вытягивается вдоль стенки. В смеси более мелких частиц  $d=2 \text{ мкм}$  ( $H_1=0.01 \text{ м}$ ) вихревая зона и комплекс из фронта горения и лидирующей УВ с зоной релаксации развиваются отдельно (рис.2,б). В результате фронт горения не попадает в зону вихря и упирается в стенку под некоторым углом. В течениях газовой детонации подобные картины наблюдались экспериментально в [8].

**Дифракция ячеистой детонационной волны** В данном разделе начальные условия отвечают структуре развитой ячеистой детонации в канале, которой изначально присущи поперечные волны. Расчеты проводились для частиц  $1.5 - 3.5 \text{ мкм}$  с варьи-

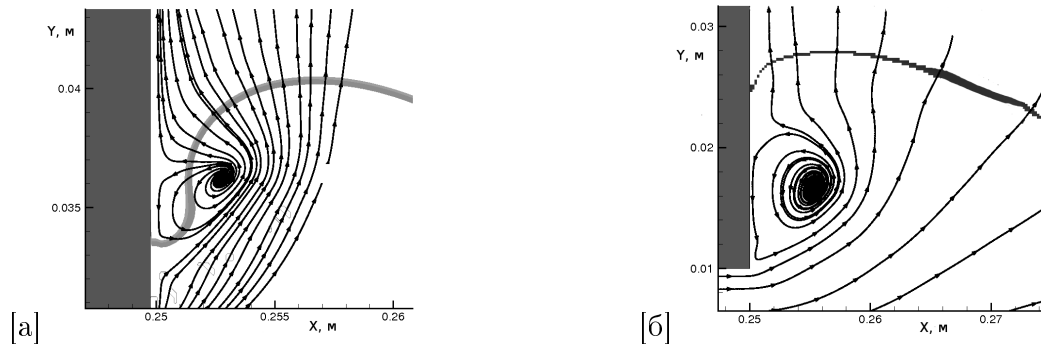


Рис. 2. Влияние вихря на форму фронта горения (мгновенные линии тока,  $t=0.14$  мс):  $d=3.5$  мкм,  $H_1=0.03$  м (а);  $d=2$  мкм,  $H_1=0.01$  м (б).

рованием ширины канала от 0.5 до 4 детонационных ячеек. Распространение ячеистой детонации за уступом характеризуется наличием аналогичных режимов распространения, что и при дифракции плоской детонации. На рис.4 представлены типичные картины для непрерывного течения распространения детонации (рис.4,а) и срыва (рис.4,б). Временное разделение лидирующей УВ и фронта горения происходит вблизи стенки обратного уступа (рис.4,а), где, аналогично газам, имеет место ре-иницирование в поперечной волне. После отражения поперечной волны от стенки детонация восстанавливается полностью. Расширение фронта характеризуется неравномерностью и нерегулярностью ячеистой структуры. На участке, примыкающем к плоскости симметрии, происходит зарождение новых поперечных волн, как и при дифракции плоской волны. Варьирование поперечного размера канала в пределах 1.5 – 4 ячейки на полуширину в рассмотренных (критических) режимах не влияет на процесс распространения детонации.

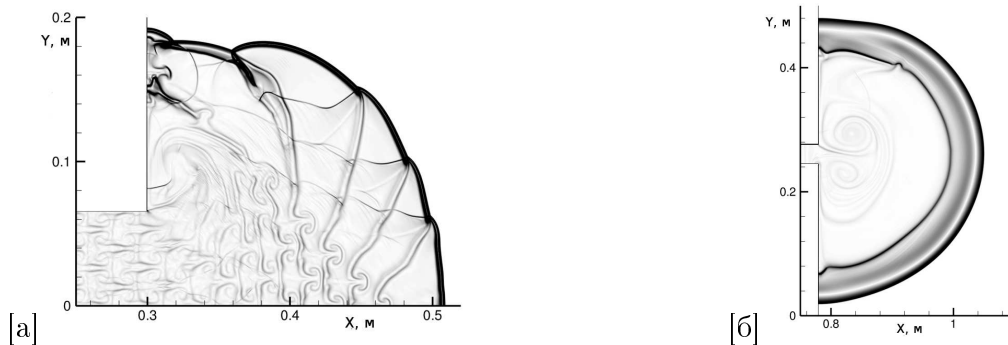


Рис. 3. а) Восстановление и распространение детонации за обратным уступом:  $H_1=0.066$  м,  $d=2$  мкм. б) Срыв детонации при 1 поперечной волне (1/2 ячейки) в канале,  $d=3.5$  мкм,  $H_1=0.0165$  м. Численные Шлирен-фотографии

Минимальное число ячеек, обеспечивающее незатухающее распространение детонации, для газов составляет 10 - 13 в трубах и 3 в прямоугольных каналах [9]. В гетерогенной детонации (для газозвесей частиц алюминия) расчетное критическое число ячеек оказалось значительно меньше, успешное ре-иницирование реализуется при 2-х и даже 1 ячейке на ширину канала. Докритический режим при дифракции ячеистой детонации получен в расчетах лишь при одной поперечной волне в канале. Соответствующие картины несимметричного течения представлены на рис.4,б. Несимметричность

течения обусловлена присутствием единичной поперечной волны, которая распространяется в направлении верхней части рисунка. В этой же части более выражено замедление фронта, обусловленное дифракцией затухающей части фронта ячейистой детонации. Карта режимов в плоскости: ширина канала, диаметр частиц представлена на рис.5. Карта режимов дифракции плоской (круглые значки) и ячейистой (квадратные значки) детонации на обратном уступе: заполненные значки – докритические режимы, полузаполненные – критические, открытые – закритические. К задаче дифракции плоской волны детонации относятся круглые значки. Разделяющая штриховая линия представляет условную границу, отделяющую срыв детонации (слева от прямой) и успешное распространение или ре-иницирование в критических режимах (справа). Результаты расчетов ячейистой детонации также нанесены значками (квадратной формы) на карту режимов. Области срыва и успешного восстановления детонации плоской и ячейистой детонации практически совпадают. Таким образом, критические значения ширины канала, при которых происходит смена режима, для плоской и ячейистой детонации близки, что соответствует выводам, сделанным для газовой детонации. В пограничных режимах (в частности,  $d=3.5$  мкм,  $H_1=0.033$  м) имеет место успешное ре-иницирование при дифракции ячейистой детонации и срыв детонации при дифракции плоской волны. То есть, наличие поперечных волн на фронте детонации незначительно улучшает условия ре-иницирования.

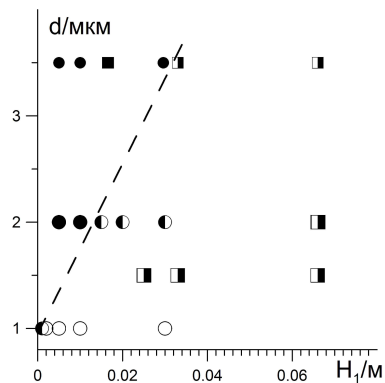


Рис. 4. Карта режимов дифракции на обратном уступе.

**Влияние фактора полидисперсности.** Этот фактор исследовался на задаче дифракции плоской детонационной волны. Рассматривались полидисперсные взвеси с симметричной функцией частиц по размерам, которые моделировались трех-фракционными смесями (частицы диаметром 2, 3.5 и 5 мкм). На рис. приведены результаты расчетов при ширине канала  $H_1=0.3$  м. В этом случае для монодисперсной взвеси частиц  $d=2$  мкм реализуется критический режим распространения с последующим реиницированием, в взвесьях  $d=3$  и 5 мкм происходит срыв детонации. Состав смеси определяется массовой долей средней фракции  $\eta$ . Монодисперсной смеси 3 мкм соответствует значение  $\eta=1$ . Исследуем влияние этого параметра на картину течения. На рис.3. приведены поля температуры газа для случаев, когда  $\eta=0.8$  (рис.3,а) и 0.4 (рис.3,б). Как видно, структуры течений близки как в качественном отношении, так и в количественном. Для всех режимов реализуется срыв, также как и в монодисперсной смеси 3 мкм. Наличие мелких частиц способствует детонации, а крупные обуславливают затухание процесса. В целом, наличие крупных и мелких частиц приносит противоположные эффекты, соответственно характеристики процессов близки к монодисперсной взвеси средней

фракции частиц. Данный результат указывает, что критерии перехода, полученные ранее для монодисперсных газовзвесей (рис.4), можно распространять на полидисперсные смеси по крайней мере при  $\eta$  не менее 0.4.

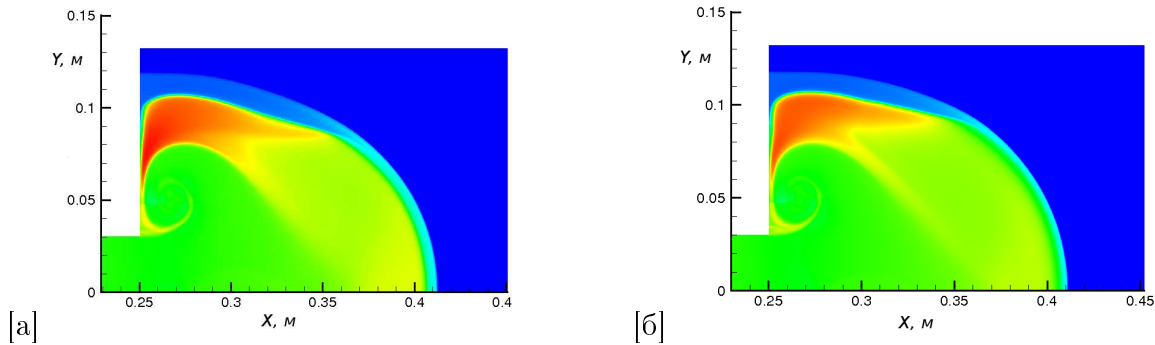


Рис. 5. Влияние фактора полидисперсности на картину течения при дифракция плоской детонационной волны. Поля температуры газовой фазы.

### 3. Выводы

Анализ результатов численного моделирования ударно-волновых и детонационных течений в газовзвесах частиц алюминия в кислороде позволил определить основные характеристики процессов дифракции ударной волны, плоской и ячеистой гетерогенной детонации на обратном прямоугольном уступе. Установлены специфические свойства, присущие гетерогенным течениям и обусловленные более сложной структурой течения, наличием релаксационных зон и влиянием процессов межфазного взаимодействия.

### Список литературы

- [1] КУТУШЕВ А.Г., ШОРОХОВА Л.В. Численное исследование процессов горения и детонации аэрозвесей унитарного топлива в резкорасширяющихся трубах // Химическая физика. 2003. Т. 22. N 8.
- [2] 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.
- [3] FEDOROV A.V., ХМЕЛЬ Т.А., КРАТОВА YU.V. Cellular Detonation Diffraction in Gas - Particle Mixtures // Shock Waves. 2010. V. 20.
- [4] ФЕДОРОВ А.В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28. N.3.
- [5] ХМЕЛЬ Т.А. Численное моделирование двумерных детонационных течений в газовзвеси реагирующих твердых частиц // Математическое моделирование. 2004. Т.16. N.6.
- [6] ARIENTI M., SHEPHERD J.E. A numerical study of detonation diffraction // J. Fluid Mech. 2005. V. 529.
- [7] PINTGEN F., SHEPHERD J.E. Detonation diffraction in gases // Combustion and Flame. 2009. V. 156.
- [8] ВАСИЛЬЕВ А.А., МИТРОФАНОВ В.В., ТОПЧИЯН М.Е. Детонационные волны в газах // Физика горения и взрыва. 1987. Т.23. N 5.