

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЯЧЕЙСТОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В УСЛОВИЯХ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ГЕОМЕТРИИ

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

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича
Сибирского отделения Российской академии наук,
Новосибирск, 630090, улица Институтская 4/1*

Аннотация

На модели детонации взвесей частиц алюминия в кислороде численно исследуются двумерные течения гетерогенной ячейистой детонации в каналах с внезапным расширением. Исследуется влияние процессов межфазного взаимодействия на свойства дифракции детонационной волны за обратным уступом и дальнейшее распространение в широкой части канала. Установлены общие свойства с соответствующими процессами в газах: режимы распространения за уступом, ре-иницирование в поперечных волнах, перестройка ячейистой структуры, соответствие критических условий распространения в терминах геометрических параметров канала при дифракции плоской и ячейистой детонации. Определены характерные особенности сценариев развития гетерогенной детонации, обусловленные более сложной структурой течения, межфазным силовым и температурным взаимодействием. Установлена зависимость картин течения и режимов дифракции от дисперсности (размера частиц), представлена карта режимов в плоскости: размер частиц, ширина выходного канала. Показано и физически обосновано трехкратное уменьшение критического числа ячеек в канале в сравнении с газовой детонацией, обусловленное определяющим влиянием процессов тепловой и скоростной релаксации фаз на воспламенение. Критическое отношение поперечных размеров канала для распространения детонации в смеси 3.5 мкм соответствует данным для газовой детонации. Однако для двухфазной смеси данный критерий не может быть универсальным.

PROPAGATION OF CELLULAR HETEROGENEOUS DETONATION UNDER THE CONDITION OF VARIABLE GEOMETRY

A.V. Fedorov, T.A. Khmel, Yu.V. Kratova

ITAM SB RAS, Russia, Novosibirsk, 630090

Two-dimensional flows of heterogeneous cellular detonations in channels with sudden expansion are numerically investigated on the model of detonation of suspensions of aluminum particles in oxygen. Influence of phase interaction processes on properties of the detonation wave diffraction behind a backward step and on following propagation in a wide part of the channel is investigated. The common properties with corresponding processes in gases are established: existence of three propagation regimes behind a step, re-initiation in the transverse waves, reconstructions of cellular structures, similar critical conditions of propagation in terms of geometrical parameters of the channel at diffraction of planar and cellular detonations. Characteristic features of scenarios of heterogeneous detonation development, caused by more complex flow structure and velocity and temperature interactions of the phases are revealed. Dependence of the flow patterns and diffraction regimes on dispersion (the size of particles) is established, the regime map is presented in the plane: particle size - exit channel width. Threefold decrease of critical number of cells in the channel in comparison with the gaseous detonations, caused by constitutive influence of processes of thermal and velocity relaxation on the ignition process, is shown and physically proved. The critical ratio of the transverse sizes of the channel for detonation propagation in the 3.5- micron mixture corresponds to data for gaseous detonations. However, this criterion cannot be universal applying to two-phase mixtures.

1. ВВЕДЕНИЕ

Волновые процессы в смесях газа и реакционно-способных частиц (металлических: алюминия, магния, титана или органических: крахмала, муки, угольной пыли) характеризуются возможностью воспламенения, горения и развития детонации. Специфические свойства детонационных течений в газозвесах обусловлены, наряду с другими факторами, наличием процессов межфазного взаимодействия. Детонационные характеристики зависят от массовой загрузки, фракционного состава, концентраций компонент, распределения частиц по размерам и т.д.

При распространении детонации в трубах или каналах сложной геометрии важную роль играют попе-

речные эффекты: ослабление ударных волн на углах расширения, отражение от стенок и т.д. Эти процессы достаточно широко изучены для газовых смесей [1–4]. В [1] экспериментально установлена возможность трех режимов распространения детонации при выходе из трубы в свободное пространство: срыв детонации, частичное разрушение детонационной структуры с последующим восстановлением и непрерывное распространение детонации.

Критические условия сохранения процесса при выходе газовой детонации в свободное пространство определяются как отношение диаметра трубы δ к поперечному размеру детонационной ячейки λ . Для большинства газовых смесей это число $n = \delta/\lambda$ составляет

порядка $10 \div 13$ [3]. Соответствующая теоретическая оценка была получена в [2] на основе гипотезы о равенстве по порядку величины времени задержки воспламенения τ и его изменения за искривленным ударным фронтом $Td\tau/dT$. Это приводит к следующему соотношению на минимальное число поперечных волн в трубе

$$n < \left| \frac{d\tau}{dT} \right| \frac{4Tc}{\tau D}, \quad (1)$$

где c – скорость звука; D – скорость детонации. При аррениусовской зависимости времени индукции воспламенения от температуры $\tau = \tau_0 \exp(E/RT)$ условие затухания имеет вид $n < 4Ec/RTD$, что позволило в [2] получить оценку $n \sim 10$.

В [5] приведена формула для определения критической ширины канала при цилиндрическом реиницировании

$$l = \sqrt{\pi}d/4 \approx 0.4\delta, \quad (2)$$

которая подтверждена в экспериментах по выходу детонации из трубы, закрытой перегородкой с отверстием прямоугольной формы. Для прямоугольного отверстия параметр реиницирования $n = l/\lambda$ может уменьшаться вплоть до 2–3.

В [6, 7] численно моделировался выход детонации из прямоугольного канала (в плоской двумерной постановке). Восстановление ячеистой детонации связывается с реиницированием в поперечных волнах. Критическое число ячеек на ширину плоского канала в расчетах составляет около 3, что согласуется как с оценками [5], так и с теоретическими данными авторов [8]. В канале с разрывом сечения имеется возможность частичного срыва с последующим реиницированием при отражении дифрагированной волны от стенки с дальнейшим объединением ударной волны и фронта горения [6].

Другие возможные механизмы распространения при дифракции обсуждаются в [4, 9]. Показано, что в терминах геометрических параметров критические условия выхода ячеистой детонации очень близки к условиям, полученным в численном моделировании выхода плоской детонации [9]. Авторы считают, что ослабление в волне разрежения и нестационарность процесса более ответственны за распространение и срыв, нежели поперечные волны. Задачи дифракции и распространения в трубах (каналах) с разрывом сечения исследовались также в [10, 11, 12].

Работ по дифракции и распространению гетерогенной детонации газовзвесей в каналах или трубах с разрывом сечения очень немного. В [13, 14] для частиц унитарного топлива (30 мкм) численно исследовались процессы горения и детонации в трубах с внезапным расширением, определено влияние массовой загрузки. В [15] численно моделировались процессы дифракции на обратном уступе плоской детонационной волны в газовзвеси частиц алюминия.

Отметим, что детонационные процессы в газовзвесах существенно отличаются от процессов в газах. В зонах скоростной и тепловой релаксации происходит

перераспределение внутренней энергии фаз, что обуславливает воспламенение частиц и определяет условия реиницирования. Роль этих процессов в расширяющейся детонации, дифракции на угловых геометрических конфигурациях, а также распространении детонации в присутствии поперечных волн мало изучена. Отметим, что даже в инертных дисперсных средах дифракция ударной волны (УВ) на обратном уступе характеризуется неавтономностью, формированием уплотненных слоев и зон, свободных от частиц [16].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Данная работа направлена на получение результатов в новой области исследования гетерогенной детонации: дифракции ячеистой детонации на обратном уступе и переход детонации через разрыв сечения плоского канала. Цели исследования заключаются в установлении общих и специфических свойств относительно газовой детонации и определении критических условий распространения и срыва детонации.

Исследование проводится в рамках физико-математической модели детонации монодисперсных газовзвесей мелких частиц алюминия и кислорода, развитой в работах [17–19]. 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 тестирован на ряде задач в [20] и использовался в [21, 15]. В [16] данный алгоритм был модифицирован для использования в областях сложной геометрии и тестирован на задачах дифракции ударных волн в газах на обратном уступе.

В настоящей работе рассматриваются монодисперсные стехиометрические взвеси частиц алюминия с диаметром частиц от 1.5 до 3.5 мкм. Ширина выходного канала варьируется от 0.5 до 4 детонационных ячеек. Размер широкой части канала в задаче о переходе детонации через разрыв сечения также варьируется.

Начальные условия отвечают развитой ячеистой детонации в канале [21].

3. ДИФРАКЦИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ НА ОБРАТНОМ УСТУПЕ

Как и при дифракции плоской детонации [15], за уступом возможны различные режимы распространения с сохранением или срывом детонации.

Режимы с сохранением детонации. На рис. 1 и 2 представлены картины течения, типичные для непрерывного на большей части фронта распространения детонации. Временное разделение лидирующей УВ и фронта горения происходит вблизи стенки обратного уступа (рис. 1,б), где, аналогично газам, имеет место реиницирование в поперечной волне. После отражения поперечной волны от стенки детонация восстанавливается полностью (рис. 1,в, рис. 2,а). Расширение фронта характеризуется неравномерностью и нерегулярностью ячеистой структуры (рис. 2,б-в). На участке, примыкающем к плоскости симметрии, происхо-

дит зарождение новых поперечных волн (рис. 1,в, рис. 2,в), как и при дифракции плоской волны.

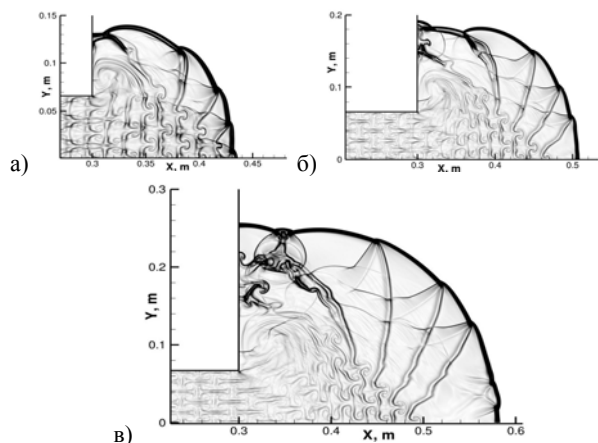


Рис. 1. Распространение детонации за обратным уступом (численные шлирен-фотографии) в смеси $d=2$ мкм при $H_1=0.066$ м: $\Delta t=0.05$ мс

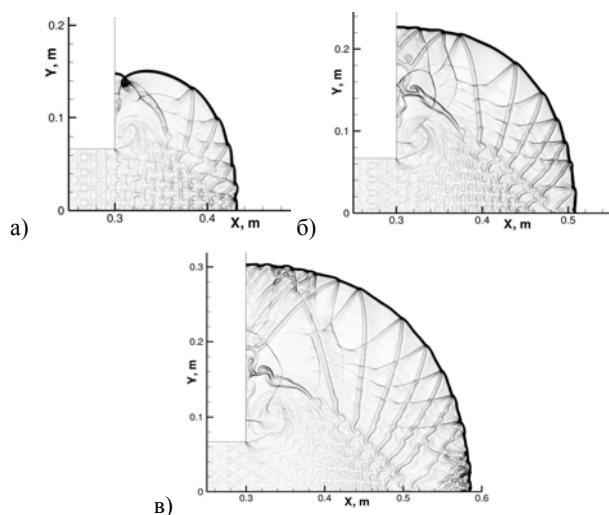


Рис. 2. Распространение детонации за обратным уступом (численные шлирен-фотографии) в смеси $d=1.5$ мкм при $H_1=0.066$ м: $\Delta t=0.05$ мс

В целом картины течения за уступом подобны дифракции волн газовой детонации, где также реиницирование обусловлено столкновениями тройных точек [4, 6]. Различия касаются участка срыва и реиницирования, где в газах, ввиду аррениусовской зависимости ширины зоны индукции от температуры, отставание фронта горения проявляется более резко, особенно при высоких значениях энергии активации [4, 11]. В газозвеси же условия воспламенения частиц определяются температурой частиц и обусловлены процессами скоростной и тепловой релаксации фаз. В силу этого отставание фронта горения здесь не столь выражено, что делает условия ре-иницирования более мягкими.

Режимы распространения при малом числе ячеек в канале. Минимальное число ячеек, обеспечивающее незатухающее распространение детонации, для газов составляет 10 - 13 в трубах [2, 3] и 3 в прямоугольных каналах (щелях) [3, 5].

В гетерогенной детонации газозвесей частиц алюминия расчетное критическое число ячеек оказалось значительно меньше, чем в газах. Успешное реиницирование реализуется при 2-х и даже при 1 ячейке на ширину канала (рис. 3–4). Предельный режим распространения (рис. 4) характеризуется значительно более протяженным участком срыва детонации. Восстановление детонации здесь происходит аналогично критическому режиму при дифракции плоской волны детонации [15]: в поперечной волне, формируемой на изгибе, разделяющем детонационный и затухающий участки фронта.

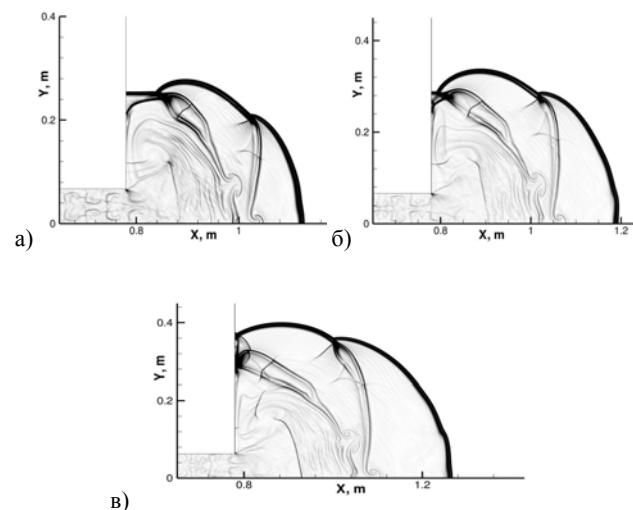


Рис. 3. Распространение детонации при 2-х ячейках в канале, $d=3.5$ мкм, $H_1=0.066$ м: численные Шлирен-фотографии, $\Delta t=0.05$ мс

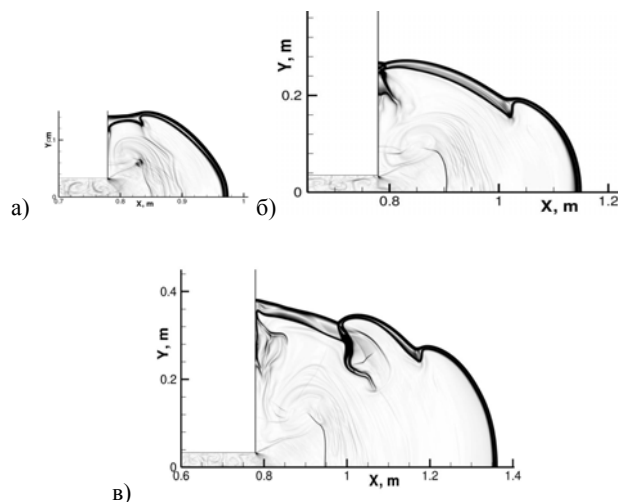


Рис. 4. Предельный режим распространения при 1 ячейке в канале (численные Шлирен-фотографии), $d=3.5$ мкм, $H_1=0.033$ м: $\Delta t=0.15$ мс

Докритические режимы. Срыв детонации получен в расчетах лишь при одной поперечной волне в канале (1/2 ячейки). Соответствующие картины несимметричного течения представлены на рис. 5. Несимметричность течения обусловлена присутствием единичной поперечной волны, которая распространяется в направлении верхней части рисунка. В этой же части более выражено замедление фронта, обуслов-

ленное расширением затухающей части фронта ячейистой детонации.

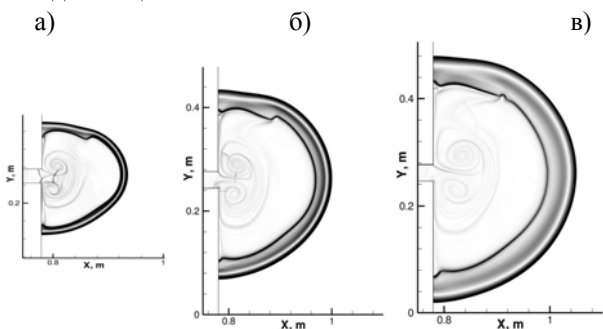


Рис. 5. Срыв детонации при 1/2 ячейки в канале (численные Шлирен-фотографии), $d = 3.5$ мкм, $H_1 = 0.0165$ м: $\Delta t = 0.05$ мс

Влияние ширины канала. Как следует из выше-приведенных результатов, реализация того или иного режима дифракции в данной смеси (с фиксированным размером частиц) определяется шириной выходного канала. В режимах с сохранением детонации варьирование поперечного размера канала в пределах 1.5 – 4 ячейки на полуширину не влияет на процесс распространения (рис. 6, а-в). Уменьшение ширины канала приводит к переходу от режимов непрерывного распространения (рис. 4) к режимам с частичным разрушением структуры (рис. 5), а затем и к срыву детонации (рис. 5). Подобная классификация режимов приведена в описании экспериментов [1]. В задачах о дифракции плоских волн детонации аналогичные режимы классифицировались как закритический, критический и докритический [11, 15].

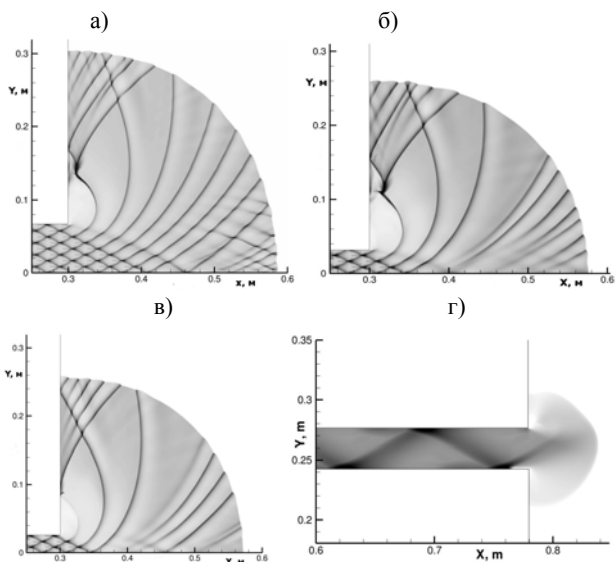


Рис. 6. Влияние ширины канала при дифракции (траектории тройных точек): $H_1 = 0.066$ м (а); 0.033 м (б); 0.025 м (в); 0.165 м (г) $d = 1.5$ мкм (а-в), $d = 3.5$ мкм (г).

Карта режимов дифракции в плоскости: ширина канала – диаметр частиц, представлена на рис. 7. Круглые значки соответствуют результатам дифракции плоской волны детонации [15]: заполненные значки – докритические режимы, полузаполненные – критические, открытые – закритические. Квадратные значки представляют данные для ячейистой детонации:

заполненные соответствуют режимам со срывом, полузаполненные – с распространением. Разделяющая штриховая линия представляет условную границу, отделяющую срыв детонации (слева от прямой) и успешное распространение или ре-иницирование в критических режимах (справа).

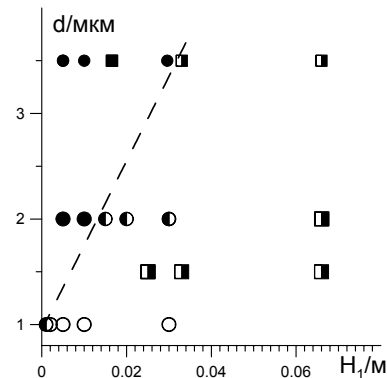


Рис. 7. Карта режимов дифракции на обратном уступе: \square, \square – срыв детонации, \square, \square – режимы с распространением; \square, \square – плоская детонация, \square, \square – ячейистая

Как можно видеть, 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 в [4, 9] для газовой детонации. Однако в пограничных режимах (в частности, $d = 3.5$ мкм, $H_1 = 0.033$ м) имеет место успешное ре-иницирование при дифракции ячейистой детонации (рис. 5) и срыв детонации при дифракции плоской волны. То есть, наличие поперечных волн на фронте детонации способствует некоторому улучшению условий ре-иницирования.

Специфической особенностью гетерогенной детонации является то, что распространение ячейистой детонации без срыва происходит при одной ячейке в канале, что в 3 раза меньше, чем в газовых смесях. Причина этого, на наш взгляд, заключается в принципиальных различиях в условиях и механизмах воспламенения частиц и газовых смесей в детонационных волнах.

Простое объяснение можно получить, применив критерий Щелкина [22] и оценки [5] для газозвеси. Минимальное число поперечных волн, как и в газах, определяется формулами (1-2). Однако в газозвесах алюминия зависимость времени индукции воспламенения от температуры газа за ударной волной, вообще говоря, отличается от аррениусовской. Приведенные в [23], аррениусовские зависимости для данных экспериментов по воспламенению алюминия в динамических условиях касаются ограниченного диапазона температур и не охватывают предельные условия воспламенения в слабых УВ.

В ударных волнах темп нагрева частиц определяется конвективным теплообменом, характеризуемым высоким за счет относительного движения фаз числом Нуссельта

$$\frac{dT_2}{dt} = \frac{1}{\tau_T} (T - T_2), \tag{3}$$

где T, T_2 – температуры газа и частиц; τ_T – время тепловой релаксации.

В зоне скоростной неравновесности происходит дополнительное тепловыделение за счет работы сил трения. Таким образом, начальная стадия нагрева частицы характеризуется немонотонным поведением температуры газа, что связано с наличием двух противоположных процессов – тепловыделения при ускорении частиц в потоке и теплоотвода от газа к частицам. Температура газа на этой стадии варьируется в пределах порядка $1500 \div 2000$ К. В самом простом приближении будем считать число Нуссельта и, соответственно, τ_T постоянными и $T = \text{const}$, при этом будут проверены оба крайних значения температур. Решение (3) при этом условии имеет вид

$$T_2 = T - (T - T_0) \exp(-t/\tau_T),$$

а время задержки воспламенения определяется

$$\tau = \tau_T \ln \left[\frac{(T - T_0)}{(T - T_{ign})} \right]$$

Механизм воспламенения частиц алюминия в ударных и детонационных волнах характеризуется тем, что динамика предварительного прогрева частицы в большей степени влияет на время задержки воспламенения, чем протекающая по аррениусовскому закону реакция поверхностного окисления частицы. При нагреве частицы до $800 \div 900$ К происходит резкое ускорение скорости окисления, приводящее к очень быстрому срыву теплового равновесия, что показано для статических условий нагрева в [24] (в настоящей модели принимается $T_{ign} = 900$ К). О принципиальных различиях в механизмах воспламенения частиц и газов за ударными волнами, указывается также в работе [25], где обсуждается один из возможных механизмов распространения расходящейся детонации в газозвеси унитарного топлива.

При $T_{ign} = \text{const}$ из (1) можно получить условие затухания дифрагирующей волны сферической гетерогенной детонации

$$n < \frac{(T_{ign} - T_0) 4Tc}{(T - T_0)(T - T_{ign}) \ln \left[\frac{(T - T_0)}{(T - T_{ign})} \right] D} \quad (4)$$

Для параметров волны детонации стехиометрической взвеси алюминия в кислороде $D = 1560$ м/с, $c = \sqrt{\gamma RT}$, $T_0 = 300$ К, $T_{ign} = 900$ К формула (4) дает близкие критические значения 3.4 и 3.2 для обоих значений температуры газа: 1500 К и 2000 К. Для плоского канала критическое число ячеек с учетом (2) находится в диапазоне $n = h/\lambda \sim 1 \div 1.5$.

Таким образом, проведенные оценки подтверждают результаты численных расчетов и указывают, что критическое число ячеек при распространении гетерогенной детонации и газовой детонации могут существенно различаться. Эти свойства обусловлены принципиальными отличиями в механизмах воспламенения газовых смесей и взвесей реагирующих частиц в ударных и детонационных волнах и влиянием процессов межфазного взаимодействия (скоростной и тепловой релаксации) на воспламенение.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЕТОНАЦИИ В КАНАЛАХ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

Распространение детонации в канале с разрывом сечения в первую очередь обусловлено режимом распространения за обратным уступом. В режимах с сохранением детонации наличие стенки влияет, главным образом, на перестройку поперечных волн и формирование регулярной ячеистой структуры. В режимах со срывом детонации возможно восстановление в отраженной волне, как и в газовых смесях [6]. Ниже представлен анализ картин течения и показаны характерные особенности процессов отражения дифрагированной волны от стенки и дальнейшего распространения ячеистой гетерогенной детонации в канале.

Перестройка поперечных волн. В соответствии с результатами задач дифракции определяющим фактором для заданной смеси является ширина выходного канала. Если H_1 превышает половину детонационной ячейки, распространение детонации происходит без срыва. Наличие стенки здесь обуславливает лишь перестройку системы поперечных волн (рис. 8).

Первичная поперечная волна формируется при отражении от стенки дифрагированного фронта. Ее наличие обуславливает формирование вторичных поперечных волн на детонационном фронте, которые возникают вследствие развития малых возмущений [26]. Кроме того, в течении имеются поперечные волны, образующиеся в результате отражения от стенок исходных поперечных волн ячеистой детонации. Все это способствует сильной неравномерности и нерегулярности ячеистой структуры на начальной стадии распространения детонации в широкой части канала. Впоследствии структура становится регулярной и более равномерной. Период формирования регулярной ячеистой детонации сокращается при меньших значениях H_2 (ср. рис. 8,б и 8,а). Средняя скорость в установившемся режиме распространения в широкой части канала соответствует скорости Чепмена – Жуге, как и скорость исходной волны детонации в узкой части канала.

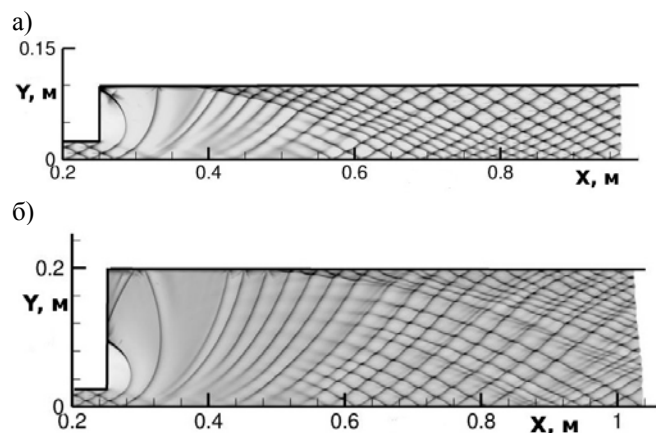


Рис. 8. Переход ячеистой детонации через разрыв сечения канала (истории максимального давления), $H_1 = 0.025$ м, $d = 1.5$ мкм: $H_2 = 0.1$ м (а); $H_2 = 0.2$ м (б).

Значение первичных поперечных волн ячеистой детонации невелико, что можно видеть из сравнения рис. 8 и рис. 9, где приведены аналогичные результаты

перехода плоской детонации. Картины траекторий тройных точек на рис. 8,б и рис. 9 существенно отличаются лишь в области за уступом, однако, становятся весьма схожими при $x > 0.5$ м. Это позволяет заключить, что в перестройке ячеистой детонации при распространении в широкой части канала основную роль играют вновь образуемые поперечные волны.

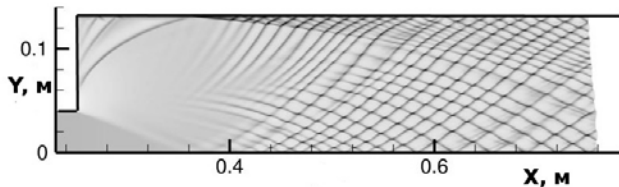


Рис. 9. Переход плоской детонации через разрыв сечения канала (истории максимального давления), $H_1 = 0.04$ м, $H_2 = 0.132$ м, $d = 1$ мкм

На рис. 10 представлена начальная стадия развития поперечных волн за разрывом сечения в режимах при малом числе ячеек в узкой части канала (соответствующие процессы дифракции показаны на рис. 3 и 4). Здесь для формирования равномерной ячеистой структуры требуется более продолжительное время, чем в случаях, представленных на рис. 8. Это происходит как ввиду большего размера частиц (и связанных с этим больших масштабов зон релаксации и реакции, соответственно более длительного периода установления всех волновых процессов), так и вследствие временного разрушения ячеистой структуры за счет частичного срыва детонации. На рис. 10,а обе поперечные волны за уступом сохраняются, однако следы их теряются после отражения дифрагированного фронта от стенки. На рис. 10,б единичная поперечная волна затухает уже в процессе срыва и ре-инициирования детонации за уступом.

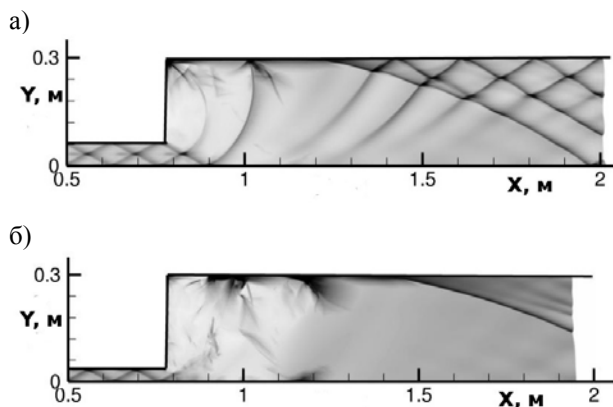


Рис. 10. Начальная стадия формирования ячеистой детонации в предельных режимах (истории максимального давления), $d = 3.5$ мкм, $H_2 = 0.3$ м: $H_1 = 0.066$ м (а), $H_1 = 0.033$ м (б)

Восстановление детонации. Как было установлено выше, в рассматриваемой смеси срыв детонации за уступом происходит лишь при ячеистой детонации, характеризуемой одной поперечной волной. Дальнейший сценарий распространения определяется положением стенки широкой части канала. Результаты расчетов для смеси частиц с $d = 3.5$ мкм и $2H_1 = 0.033$ м

представлены на рис. 11–12, где изображен канал полнотью, т.к. исходное течение несимметрично по у.

На рис. 11 показан случай успешного восстановления детонационного процесса при $2H_2 = 0.1$ м. Структура фронта затухающей детонации за уступом состоит из лидирующей замедляющейся ударной волны и отстающего фронта горения. В результате отражения дифрагированной ударной волны от стенок широкой части канала формируется две встречных поперечных волны, за которыми происходит воспламенение частиц, и, таким образом, ре-инициирование детонационного процесса. После столкновения поперечных волн (при $x = 0.95$, рис. 11,а) распространение фронта в канале происходит в режиме ячеистой детонации с одной ячейкой на ширину. Мгновенная численная шпирен-фотография (рис. 11,б) демонстрирует элементы структуры вихревого типа, характерные для ячеистой детонации. Размер сформированной ячейки превышает естественный размер для данной смеси (около 5 см), что обусловлено влиянием стенок при малом числе поперечных волн в канале [21].

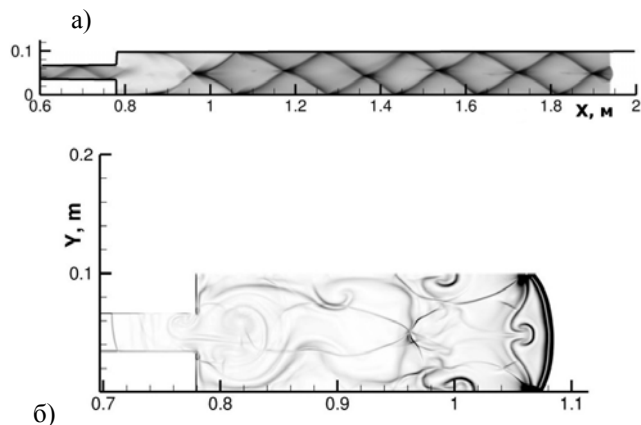


Рис. 11. Восстановление детонации, $d = 3.5$ мкм, $2H_1 = 0.033$ м, $2H_2 = 0.1$: история максимального давления (а); численный шпирен, $t = 0.25$ мс (б)

С увеличением H_2 до 0.15 м и выше происходит срыв детонации (рис. 12). Здесь во всех представленных случаях распространение лидирующей УВ характеризуется замедлением, фронт горения отстает на значительное расстояние.

Таким образом, восстановление детонации в смеси частиц размером 3.5 мкм происходит при $H_2/H_1 \sim 3$, а затухание детонационного процесса – при $H_2/H_1 \geq 4.5$.

Отметим, что по порядку величины эти данные согласуются определенным в [6] условием ре-инициирования газовой детонации $H_2/H_1 < 5$. Однако гетерогенной детонации присуще наличие процессов межфазного взаимодействия, характеризующихся дополнительными масштабами: зон задержки воспламенения, горения, тепловой и скоростной релаксации фаз (т.е. процессов, определяющих в данном случае критические условия срыва и восстановления детонации). Определяющие геометрические масштабы этих процессов связаны между собой нелинейными зависимостями. Кроме того, при $H_2 \gg H_1$ (в задачах дифракции) критические условия связывают H_1 и диаметр

частиц, независимо от H_2 (рис. 11). Поэтому критерий распространения детонации не может быть выражен однозначно в терминах H_2/H_1 даже с учетом дисперсности.

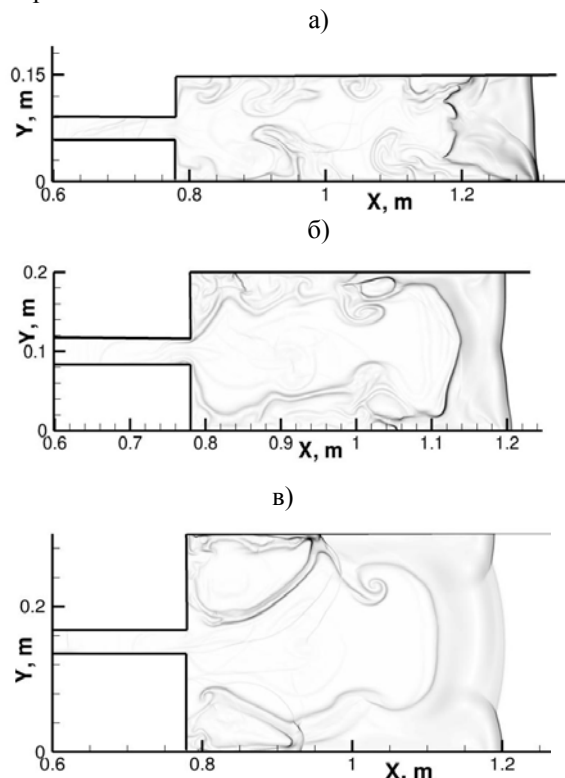


Рис. 12. Картины течения в режимах со срывом детонации (численный штрих), $d = 3.5$ мкм, $2H_1 = 0.033$ м: $2H_2 = 0.15$ м, $t = 0.75$ мс (а); $2H_2 = 0.2$ м, $t = 0.65$ мс (б); $2H_2 = 0.3$ м, $t = 0.75$ мс (в)

Отметим также, что при восстановлении детонации несимметричная картина в узкой части канала становится полностью симметричной после столкновения поперечных волн, дальнейшее распространение также характеризуется симметрией. Это еще раз указывает на слабое влияние исходной поперечной волны на дальнейшее формирование ячеек, и, следовательно, на критические условия распространения детонации. Основную роль в формировании ячеистой структуры играют две встречных поперечных волны, формирующиеся в результате отражения дифрагированного фронта от стенок канала. Соответственно, критические условия перехода плоской и ячеистой детонации через разрыв сечения будут близкими, как и в задачах дифракции за уступом (рис. 7). Это также согласуется с результатами, полученными для газовой детонации и обсуждаемыми в [4, 9]. Соответствующих экспериментальных данных по распространению гетерогенной детонации в каналах (трубах) с расширением в литературе не имеется, поэтому сравнение пока не представляется возможным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов численного моделирования детонационных течений в газозвесах частиц алюминия в кислороде позволил определить основные характеристики процессов дифракции ячеистой гетерогенной

детонации на обратном прямоугольном уступе и распространения в каналах с внезапным расширением.

Определены общие с газовой детонацией свойства: ослабление детонации за уступом и срыв или ре-иницирование в поперечных волнах. Распространение ячеистой детонации в каналах с разрывом сечения также как в газах характеризуется перестройкой ячеистой структуры.

Для задач дифракции установлены специфические свойства, присущие гетерогенной детонации и обусловленные наличием релаксационных зон и влиянием характерных физических неравновесных процессов межфазного взаимодействия.

Реализация того ли иного режима (со срывом или распространением детонации) определяется как поперечным размером выходной части канала, так и размером частиц. Карта режимов дифракции плоской и ячеистой детонации представлена в плоскости параметров: диаметр частиц - ширина выходного канала.

Установлена возможность ре-иницирования гетерогенной детонации при одной детонационной ячейке в канале (в три раза меньше, чем в газах). Показано, что данное свойство обусловлено принципиальными отличиями механизма воспламенения частиц под влиянием процессов межфазного взаимодействия (скоростной и тепловой релаксации) от газовых смесей.

Критическое отношение поперечных размеров канала для успешного распространения детонации в канале с разрывом сечения по порядку величины согласуется с данными для газовой детонации. Однако в гетерогенной детонации это отношение не может быть универсальным критическим параметром ввиду дополнительных масштабов, связанных с процессами межфазного взаимодействия.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- δ — диаметр трубы, м;
- d — диаметр частицы, мкм;
- H_1 — ширина узкой части плоского канала, м;
- H_2 — ширина узкой части плоского канала, м;
- n — критический диаметр трубы;
- l — критической ширины канала;
- λ — поперечный размер детонационной ячейки, м;
- τ — время задержки воспламенения, с;
- T — температура газа, К;
- T_2 — температура частиц, К;
- D — скорость детонации, м/с;
- c — скорость звука, м/с;
- R — универсальная газовая постоянная;
- E — энергия активации;
- t — время, с;

Индексы:

- 0 — начальное значение;
- 2 — частицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович Я.Б., Когарко С.М., Симонов Н.Н. Экспериментальное исследование сферической газовой детонации // Журнал технической физики, 1956. Т. 26, вып. 8. С. 1689–1713.
2. Митрофанов В.В., Солоухин Р.И. О дифракции многофронтной детонационной волны // Доклады академии наук СССР, 1964, Т. 159, № 5, С. 1003–1006.

3. Васильев А.А., Митрофанов В.В., Топчийн М.Е. Дето-национные волны в газах // Физика горения и взрыва, 1987, т. 23, № 5, С. 109–131.
4. Pintgen, F., Shepherd, J.E. Detonation diffraction in gases // *Combustion and Flame*, 2009, V. 156, Pp. 665–677.
5. Васильев А.А. Критические условия инициирования цилиндрической многофронтной детонации // Физика горения и взрыва, 1998, т. 34, № 2, С. 114–120.
6. Pantow E. G., Fischer M., Kratzel Th. Decoupling and re-coupling of detonation waves associated with sudden expansion // *Shock waves*, 1996. No. 6. Pp. 131–137.
7. Jones, D.A., Kemister, G., Tonello, N.A., Oran, E.S., Sichel, M. Numerical simulation of detonation reignition in H₂-O₂ mixtures in area expansions // *Shock Waves*, 2000, V. 10, Pp. 33–41.
8. Liu Y.K., Lee J.H., Knystautas R. Effect of geometry on the transition of detonation through an orifice // *Combustion and Flame*, 1984, V. 56, Pp. 215–225.
9. Sochet, I., Lamy, T., Brossard, J., Vaglio, C., Cayzac, R. Critical tube diameter for detonation transmission and critical initiation energy of spherical detonation // *Shock Waves*, 1999, V. 9, Pp. 113–123.
10. Shepherd J.E., Schultz E., Akbar R. Detonation diffraction // *Proceedings of the 22nd International Symposium on Shock Waves* (ed. by G. Ball, R. Hillier, and G. Roberts), 2000, V. 1. Pp. 41–48.
11. Arienti M., Shepherd J.E. A numerical study of detonation diffraction // *J. Fluid Mech.*, 2005. V.529. pp.117–146.
12. 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* / ed. by G. Roy, S. Frolov. M: Torus press, 2006. Pp. 97–106.
13. Kutushev, A.G., Shorohova, L.V. Numerical investigation of burning and detonation of monofuel mixtures suspensions in sharply extended tubes. In: G.D. Roy, S.M. Frolov, R.J. Santoro, S.A. Tsyganov (eds) *Advances in Confined Detonations*. Moscow: TORUS PRESS Ltd, Pp. 161–166 (2002)
14. Кутушев А.Г., Шорохова Л.В. Численное исследование процессов горения и детонации аэрозвесей унитарного топлива в резкорасширяющихся трубах // *Химическая физика*, 2003. Т. 22. № 8. С. 94–99.
15. Кратова Ю.В., Федоров А.В., Хмель Т.А. Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газозвесей // *Физика горения и взрыва*. 2009. Т.45, № 5, С. 95–107.
16. Федоров А. В., Кратова Ю. В., Хмель Т. А. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газозвесях // *Физика горения и взрыва*. 2008. Т. 44, № 1. С. 85–95.
17. 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, N 2. С.3–9.
18. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
19. 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. Pp. 313–318.
20. Хмель Т.А.. Численное моделирование двумерных детонационных течений в газозвесей реагирующих твердых частиц // *Математическое моделирование*, 2004, Т. 16, № 6, С.73–77.
21. 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.
22. Щелкин К.И. Неустойчивость горения и детонации газов // *Успехи физических наук*, 1965, т. 87, № 2, С. 273–302.
23. Бойко В.М., Папырин А.Н., Поплавский С.В. Воспламенение газозвесей дисперсных материалов за ударными волнами // *Тр. I Междунар. Коллоквиума по взрываемости промышленных пылей*. Варшава, 1985. ч.2. С.188–195.
24. Федоров А.В., Харламова Ю.В. Воспламенение частицы алюминия // *Физика горения и взрыва*, 2003. Т. 39, № 5, С. 65–68.
25. Ждан С.А. Иницирование расходящейся детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // *Физика горения и взрыва*, 1993, т. 29, № 5, С. 66–71.
26. Barthel H.O. Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations // *The Physics of Fluids*, 1974, V. 17, N 8, Pp. 1547–1553.