

УДК 532.529+541.126

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНЫ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕЙСЯ В ЯЧЕИСТОМ РЕЖИМЕ, С ОБЛАКОМ ИНЕРТНЫХ ЧАСТИЦ

Ю. В. Кратова, А. В. Фёдоров

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

Проведено численное исследование взаимодействия гетерогенной ячеистой детонации, распространяющейся в плоском канале, с облаком инертных частиц. Показано, что влияние инертных частиц приводит к изменению детонационной структуры волны и ее скорости.

Ключевые слова: гетерогенная ячеистая детонация, подавление детонации инертными частицами, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Вопросы распространения гетерогенной детонации в смесях газов и твердых частиц привлекают внимание исследователей. Это обусловлено как проблемами взрыво- и пожаробезопасности запыленных промышленных производств, где велика вероятность возникновения неконтролируемых взрывов, так и использованием околопредельных режимов течения реагирующих смесей в различных технических устройствах с рабочими телами подобного типа. Недостаток фундаментальных знаний о физических процессах, вызывающих инициирование, распространение и затухание взрывных и детонационных волн (ДВ) в таких средах, а также о режимах их распространения в различных условиях ограничивает решение прикладных задач и разработку адекватных современным технологическим условиям технических регламентов. В значительной части теоретических исследований рассматривались одномерные нестационарные течения. Однако экспериментальные данные свидетельствуют, что распространение гетерогенной детонации может иметь характер спиновой или ячеистой детонации. Исследование таких режимов требует рассмотрения, по крайней мере, двумерных нестационарных течений.

Весьма важен вопрос о распределении частиц по размеру, ведь, как правило, эти среды являются полидисперсными. В [1] было ис-

следовано влияние наличия различных фракций частиц на инициирование и распространение гетерогенной детонации в смеси мелких частиц алюминия и кислорода. Введение дополнительного параметра — размера второй фракции — позволило показать, что, например, энергия инициирования может быть существенно снижена (до 30 %).

При хранении дисперсные частицы могут окисляться, так что часть из них становится инертной. Встает вопрос о влиянии этого эффекта на характеристики гетерогенного горения. Данная работа продолжает исследования [2], где рассматривалось взаимодействие детонационных волн, распространяющихся в режиме Чепмена — Жуге, с облаком инертных частиц. Было выявлено три типа течения после взаимодействия детонации с облаком конечного размера: непрерывное распространение с меньшей скоростью детонации; течение со срывом детонации; течение с первоначальным срывом и последующим реиницированием. Показано также количественное влияние физических и пространственных параметров инертного компонента облака на эти режимы. В настоящей работе основное внимание уделено влиянию поперечных волн, свойственных ячеистому режиму детонации, на взаимодействие гетерогенной детонации с облаком инертных частиц.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим плоский канал (рис. 1), заполненный однородной стехиометрической монодисперсной смесью кислорода и мелких реагирующих частиц алюминия, а также частично

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 12-07-33064_мол.а_вед, 13-08-00110-а).

© Кратова Ю. В., Фёдоров А. В., 2014.

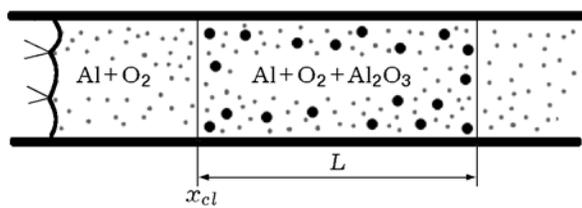


Рис. 1. Схема течения

облаком инертных частиц глинозема (Al_2O_3). Длину облака инертных частиц L , по умолчанию, принимаем полубесконечной. Слева направо по части канала, свободной от инертных частиц, распространяется волна в режиме развитой ячейистой детонации частиц алюминия в кислороде. Начальные условия отвечают структуре развитой ячейистой детонации в канале и определены из численного решения задачи о формировании ячейистой детонации в достаточно длинном канале. На рис. 2, *a* представлен мгновенный профиль давления на стенке канала исходной волны в режиме ячейистой детонации. Размер и форма детонационных ячеек на рис. 2, *б*, где приведена история максимального давления, показывают, что течение — установившееся, с равномерным размером ячейки.

В определенный момент времени ДВ достигает облака инертных частиц и начинает взаимодействовать с ним, что оказывает есте-

ственно, влияние на параметры последующего течения. Цель исследования — определить картину течения в реагирующей газозвеси и облаке инертных частиц, выявить влияние параметров инертной смеси (геометрия облака, массовая доля частиц и их размер) на режимы распространения детонации.

Все расчеты проведены для частиц алюминия диаметром 2 либо 3 мкм при стехиометрической концентрации реагирующих частиц $m_{20} = 6 \cdot 10^{-4}$. Параметры инертной смеси варьировались: диаметр частиц $d_3 = 2 \div 10$ мкм, объемная концентрация $m_{30} = 10^{-5} \div 10^{-3}$. Ширина канала принималась равной $H = 0.67$ либо 0.13 м, что соответствует 2.5 либо 5 детонационным ячейкам в стехиометрической смеси кислорода с частицами алюминия диаметром 2 мкм.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Использовалась математическая модель детонации частиц алюминия в кислороде [3], верифицированная по экспериментальным данным о зависимости скорости детонации от содержания частиц. Модель основана на представлениях взаимопроникающих континуумов. Основные уравнения, описывающие детонацию в монодисперсных газозвезях частиц алюминия в двумерной нестационарной постановке, представлены в [4]. В данной работе использу-

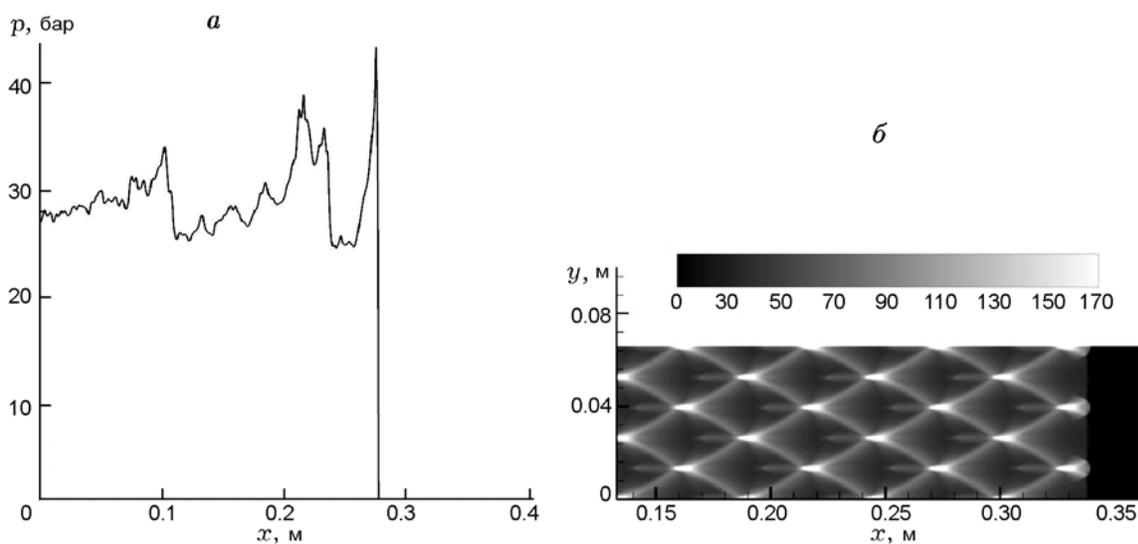


Рис. 2. Исходное течение до взаимодействия. Режим ячейистой детонации:

диаметр реагирующих частиц $d_2 = 2$ мкм, их объемная концентрация $m_{20} = 6 \cdot 10^{-4}$; *a* — мгновенный профиль давления на стенке канала, *б* — траектории точек максимального давления

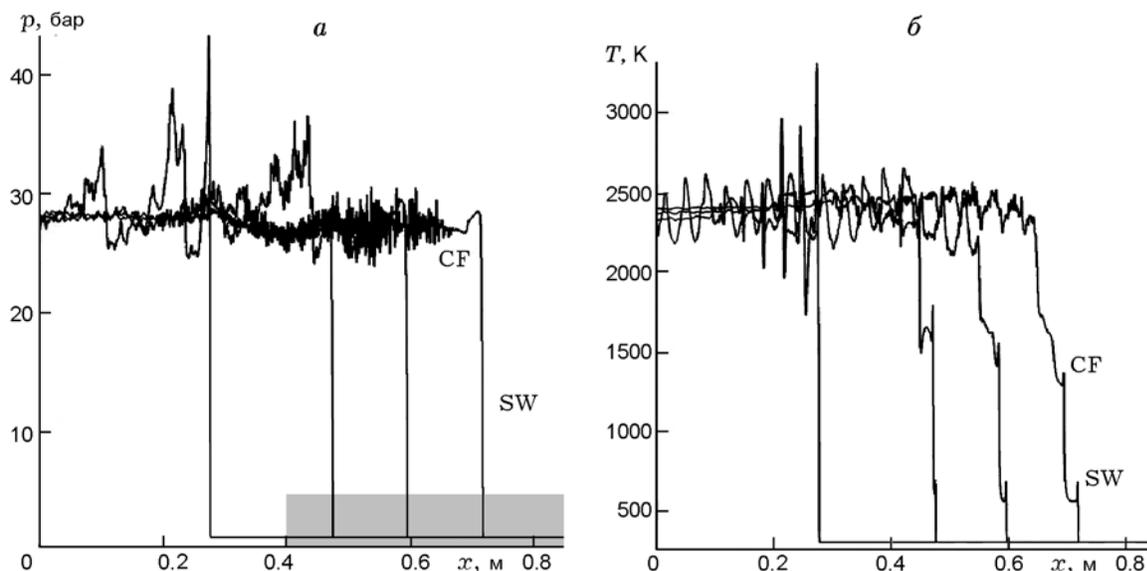


Рис. 3. Подавление детонации ($d_3 = 2$ мкм, $m_{30} = 6 \cdot 10^{-4}$, $x_{cl} = 0.4$ м). Профили давления (а) и температуры газа (б) в последовательные моменты времени ($\Delta t = 0.12$ мкс), $y = 0$:

SW — фронт ударной волны, CF — фронт горения

ется математическая модель бидисперсной гетерогенной среды, одна фракция которой реагирующая (индекс $i = 2$), а другая, в отличие от [1, 5], инертная ($i = 3$). Система уравнений для трехкомпонентной среды приведена в [2].

В работе используется численная технология, опробованная ранее при решении задач механики гетерогенных сред: схемы TVD для газа и Джентри — Мартина — Дэйли для частиц [6].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показано в [2], развитие детонационного процесса в канале, заполненном облаком химически инертных частиц, во многом обусловлено такими их параметрами, как диаметр, объемная концентрация, неравномерность распределения инертных частиц в облаке и в канале. Аналогично распространению плоской детонации, при столкновении ячеистой детонации с полубесконечным облаком инертных частиц возможны срыв детонации либо ее дальнейшее непрерывное распространение. В то же время свойственные ячеистой детонации поперечные волны существенно усложняют картину течения и могут оказывать «поддерживающее» воздействие на распространение ДВ по сравнению с исследованной ранее плоской волной, входящей в облако инертных частиц.

Остановимся на физической картине течения. При входе в облако инертных частиц ДВ замедляет движение, формируется отраженная ударная волна, которая распространяется вверх по течению. Дальнейшее развитие течения зависит от параметров инертной фазы.

Влияние диаметра инертных частиц

Рассмотрим смесь, в которой диаметр реагирующих частиц алюминия составлял $d_2 = 2$ мкм, их объемная концентрация $m_{20} = 6 \cdot 10^{-4}$. Диаметр инертных частиц изменялся — $d_3 = 2, 6, 10$ мкм (мелкие, средние и крупные частицы), их объемная концентрация $m_{30} = 6 \cdot 10^{-4}$. Облако инертных частиц полубесконечное.

Подавление детонации ($d_3 = 2$ мкм). После взаимодействия ДВ с облаком, в котором концентрация смеси и диаметр инертных мелких частиц совпадают с параметрами реагирующей смеси, скорость ДВ снижается в два раза: с 1560 до 750 м/с. На рис. 3 приведены профили давления и температуры газа, отображающие процесс подавления детонации. Распределение температуры показывает, что уже при $x = 0.5$ м (через 0.1 м от начального положения облака) происходит отделение ударного фронта (SW) от фронта горения (CF). Скачок температуры, следующий за фронтом горения, со-

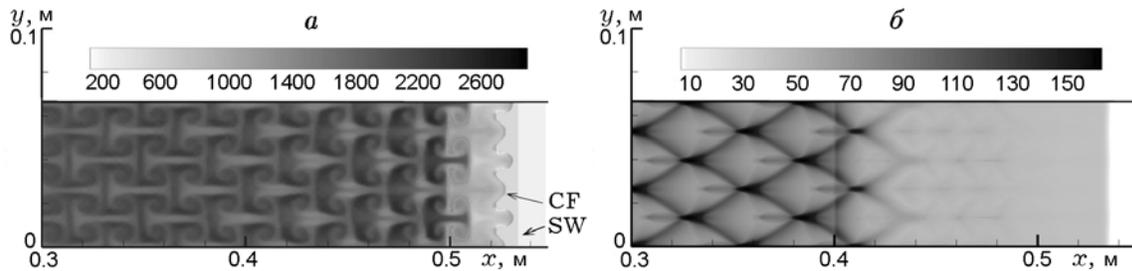


Рис. 4. Подавление детонации ($d_3 = 2$ мкм, $m_{30} = 6 \cdot 10^{-4}$, $x_{cl} = 0.4$ м). Поле температуры газа (а), траектории точек максимального давления (б)

ответствует контактному разрыву на границе инертного облака, которое сносится течением (начальное положение облака отмечено серым прямоугольником). Комбинированный разрыв для инертных частиц на последнем по времени профиле располагается примерно в точке $x = 0.67$ м и инициирует перед собой волну сжатия, как видно на графиках давления и температуры.

Поле температуры газа и траектории точек максимального давления на рис. 4 иллюстрируют изменение ячеистой структуры в результате взаимодействия с мелкими инертными частицами. Видно, что распад ДВ происходит быстро — на масштабе половины ячейки, фронт горения отстает от замороженной ударной волны. При этом фронт имеет немонотонную структуру. На нем возникают языки, которые предположительно являются следствием ослабленных ячеистых структур. Сама ячеистая структура волны вырождается и распространяется в режиме замороженной ударной волны с отстающим извилистым фронтом воспламенения и горения. Этот процесс наглядно иллюстрирует рис. 5, где приведено трехмерное изображение поля температуры. Здесь, в частности, видны пики температуры, возникающие в тройных точках.

Заметим, что в режиме развитой детонации данная картина имеет значительно меньшее пространственное разрешение, порядка времени задержки воспламенения. Ослабление и разрушение детонационной структуры позволяют наблюдать сгорание смеси в поперечных ударных волнах, что и видно в языках сгорающей смеси.

Увеличение размера частиц в инертном облаке до среднего размера $d_3 = 6$ мкм изменяет картину течения: после столкновения с облаком детонационная волна распространяет-

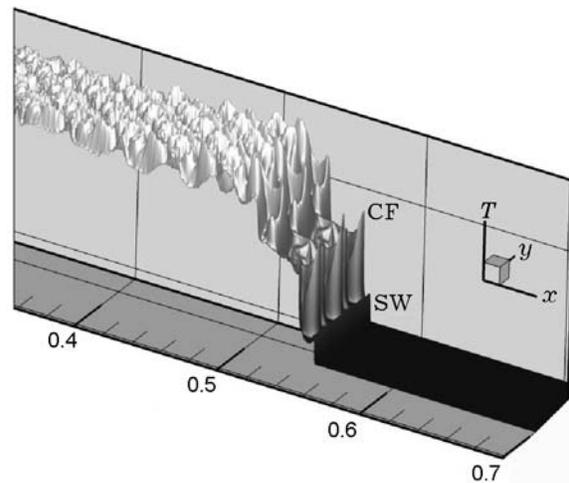


Рис. 5. Подавление детонации ($d_3 = 2$ мкм, $m_{30} = 6 \cdot 10^{-4}$). Трехмерное изображение поля температуры газа

ся более длительное (по сравнению с предыдущим случаем) время с пониженными пиковыми значениями параметров, а затем разрушается. На рис. 6 приведены огибающая максимального давления и профили температуры газа. Небольшой всплеск давления и температуры на отметке $x = 1.1$ м соответствует приходу слабой поперечной волны — остаточного явления после развала ячеистой структуры. Вскоре фронт горения окончательно отходит от фронта ударной волны, и процесс протекает далее уже в режиме замороженной ударной волны. Результат этого наглядно представлен на рис. 7, а, где для этих же параметров течения показано поле температуры газовой фазы через 1.16 мкс после момента взаимодействия ДВ с облаком. Здесь фронт ударной волны уже плоский, а фронт горения отстал от него на значительное расстояние. При этом на фронте горе-

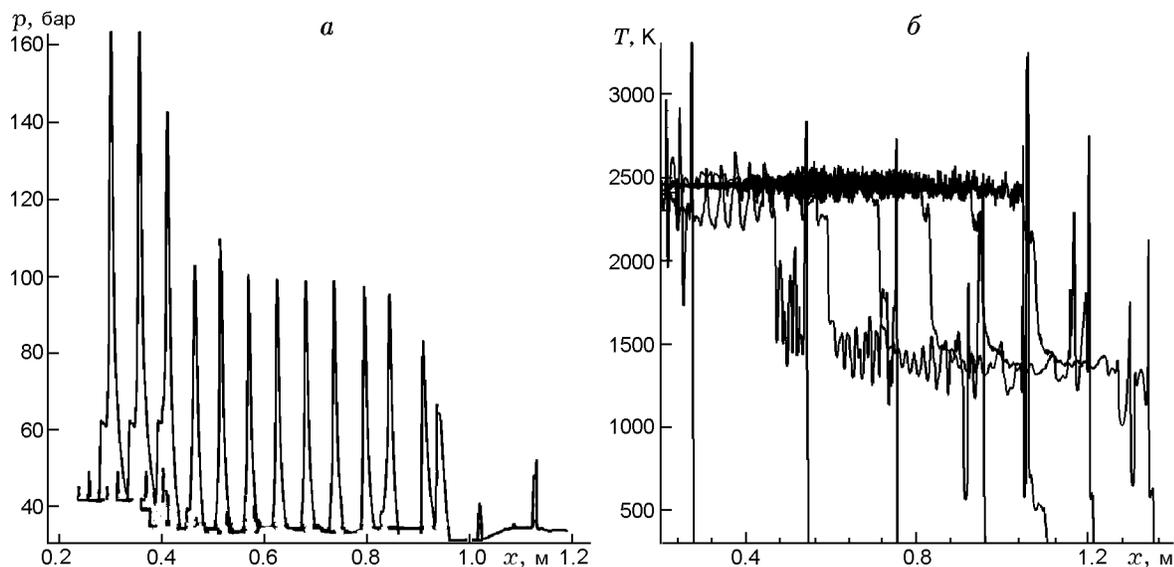


Рис. 6. Подавление детонации ($d_3 = 6$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $x_{cl} = 0.4$ м, $y = 0$). Огибающая максимального давления (а), профили температуры газа в последовательные моменты времени (б)

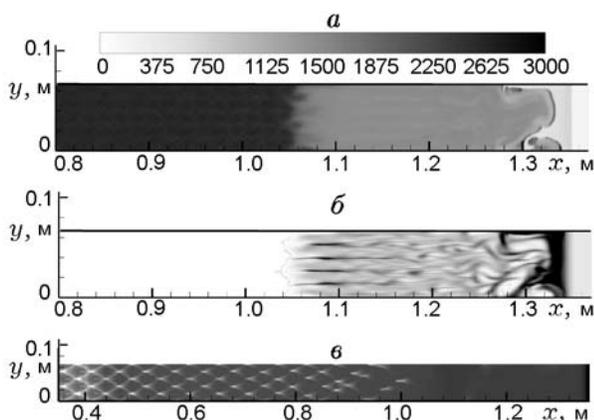


Рис. 7. Подавление детонации. Поле температуры газа (а), поле плотности инертных частиц (б), траектории точек максимального давления (в)

ния развивается неустойчивость. На рис. 7,б, где приведено поле плотности инертных частиц, видно, что происходит перераспределение частиц, изначально представлявших собой равномерное облако. Частицы концентрируются на некотором расстоянии за фронтом, образуя массивный ρ -слой, неравномерный в поперечном направлении, а далее идут жгуты, соответствующие положению тройных точек. Картина истории максимального давления на рис. 7,в отражает динамику разрушения ячеистой структуры детонационной волны: ячейки

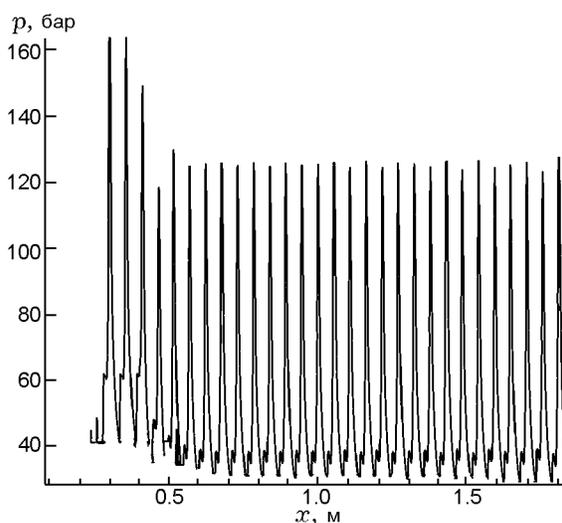


Рис. 8. Огибающая максимального давления ($d_3 = 10$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $x_{cl} = 0.4$ м, $y = 0$)

постепенно становятся «менее контрастными», после отметки $x = 0.8$ м теряют регулярность, а начиная с $x = 1$ м движение в поперечном направлении слабо различимо.

Ослабление детонации ($d_3 = 10$ мкм). В результате взаимодействия с облаком относительно крупных частиц (10 мкм) детонация продолжает распространяться в стационарном режиме (рис. 8), при этом инертные частицы вызывают перестройку структуры волны гете-

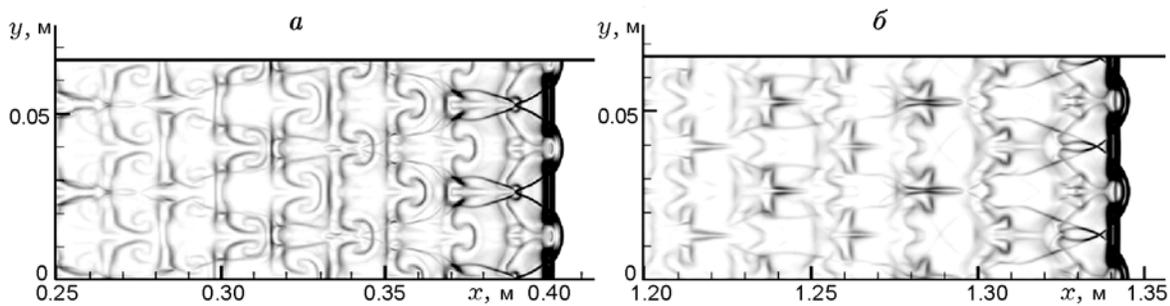


Рис. 9. Численные шпирен-изображения плотности газа до (а) и после (б) взаимодействия с облаком химически инертных частиц ($d_3 = 10$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$)

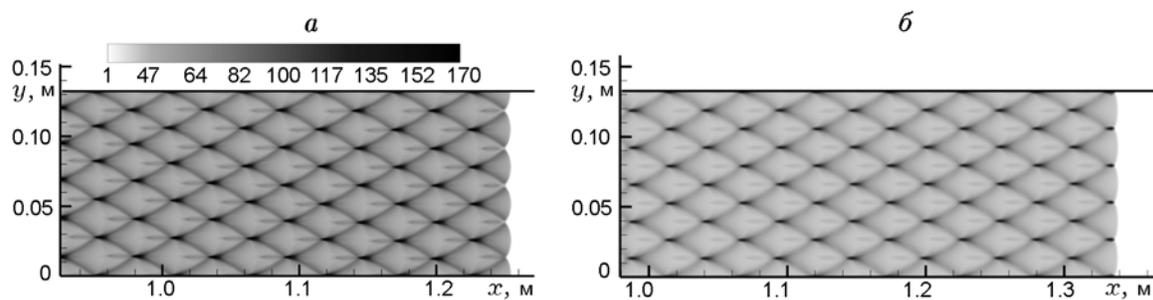


Рис. 10. История максимального давления до (а) и после (б) взаимодействия с облаком химически инертных частиц ($m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 10$ мкм, $H = 0.13$ м)

рогенной детонации. Изменение структуры детонационной волны до и после столкновения с облаком иллюстрирует рис. 9, где показаны шпирен-изображения плотности газовой фазы в эти моменты времени. При распространении волны в облаке (рис. 9, б) фронт горения находится на большем расстоянии от ударного фронта. Меньший градиент плотности газа снижает контрастность течения за фронтом. Это обусловлено присутствием крупных частиц и влиянием релаксационных процессов. Детонационные ячейки при этом остаются равномерными, их количество не меняется. Одним из возможных объяснений этому могло бы служить ограничивающее влияние стенок канала. Для проверки этой гипотезы были выполнены расчеты для канала большей ширины. На рис. 10 приведены аналогичные картины для канала с большей в два раза шириной до взаимодействия с облаком (рис. 10, а) и после (рис. 10, б), через продолжительный промежуток времени. Видно, что при увеличении ширины канала количество ячеек после взаимодействия не меняется. В то же время имеются аналитические оценки, указывающие на вли-

яние дискретного инертного компонента смеси на размер ячейки в реагирующей смеси газов [7].

Таким образом, после взаимодействия с облаком крупных частиц детонационная волна продолжает распространяться в стационарном режиме при уменьшении пиковых параметров. Скорость детонации снижается. В частности, для примера, показанного на рис. 10, после взаимодействия с облаком скорость волны колеблется вблизи значения 1200 м/с. Это меньше скорости Чепмена — Жуге, а также меньше значения 1270 м/с, полученного в [2] при решении аналогичной задачи о взаимодействии инертного облака с плоской детонационной волной.

За детонационным фронтом инертные частицы перераспределяются (рис. 11). При этом образуются ячейки в виде сот непосредственно за фронтом и поперечные страты, расположенные на одинаковом расстоянии друг от друга, примерно в половину длины детонационной ячейки (рис. 11, а). При меньшей концентрации (рис. 11, б, в) инертные частицы собираются в продольные образования (жгуты), со-

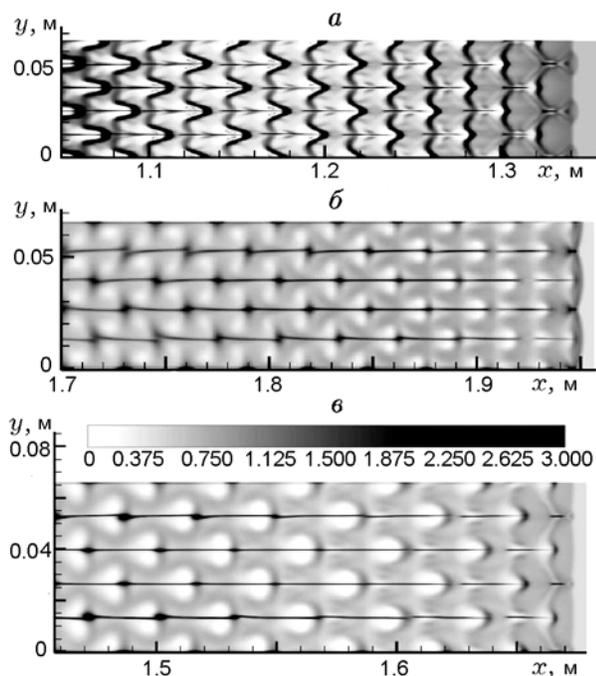


Рис. 11. Поля плотности инертных частиц:
 а — $d_3 = 10$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$, б — $d_3 = 2$ мкм,
 $m_3 = 10^{-4}$, в — $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 10^{-4}$

единяющие тройные точки; поперечные волны, подобные приведенным на рис. 11, а, не образуются. Распределение инертных частиц повторяет ячейки, формирующиеся в реагирующей смеси, при этом они менее выражены и сохраняют форму продолжительное время.

Неравномерное распределение инертных частиц по высоте

При подавлении детонации вбрасыванием инертных частиц сложно получить равномерно распределенное облако по высоте канала. Поэтому представляет интерес выяснить, каково влияние неравномерности распределения частиц в поперечном направлении на подавление процесса.

Срыв детонации. В качестве первого примера рассмотрим течение газозвеси частиц алюминия диаметром 3 мкм. В этом случае ширине канала соответствует одна детонационная ячейка. Инертные частицы были взяты диаметром 2 мкм, их облако при равномерном распределении приводит к подавлению детонации (рис. 12).

На рис. 13 приведено сравнение начальных этапов взаимодействия волны детонации

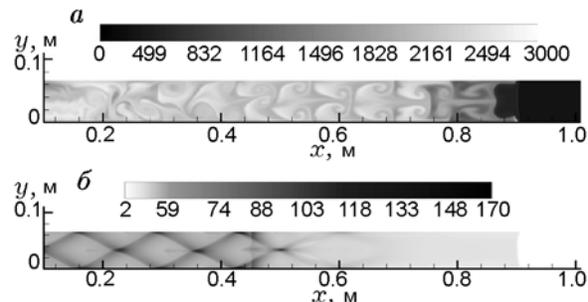


Рис. 12. Срыв детонации, равномерное облако ($d_2 = 3.5$ мкм, $m_2 = 6 \cdot 10^{-4}$, $d_3 = 2$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$). Температура газа (а), история максимального давления (б)

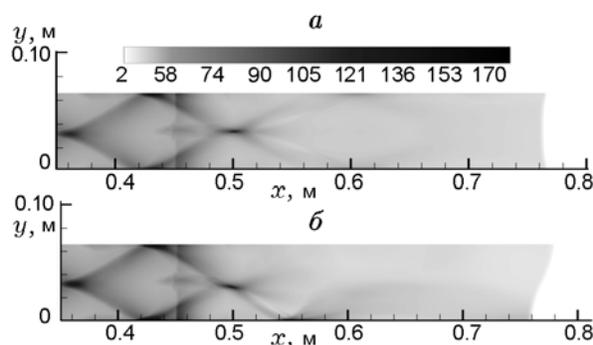


Рис. 13. Влияние неоднородности распределения частиц в однородном (а) и неоднородном (б) облаке. История максимального давления

с облаком инертных частиц при их равномерном (а) и линейном (б) распределении в облаке. Концентрация изменяется от 50 % начальной плотности инертных частиц на верхней границе до 150 % на нижней. При этом общая концентрация на единицу длины облака остается такой же, как и при однородном распределении. Облако полубесконечное, его левая граница находится на отметке $x = 0.45$ м. Сравнивая траектории точек максимального давления в один и тот же момент времени, можно отметить, что в обоих случаях волна затухает. Однако неоднородность облака приводит к несимметричному распространению фронта (рис. 13, б). Динамика течения на примере температуры газовой фазы показана на рис. 14. Видно, что, несмотря на очевидное затухание детонационного процесса, расстояние между фронтом горения и ударным фронтом вблизи верхней границы невелико и допускает возможность реиницирования.

Перестройка и срыв детонационного течения. На рис. 15, а показано течение в облаке, пара-

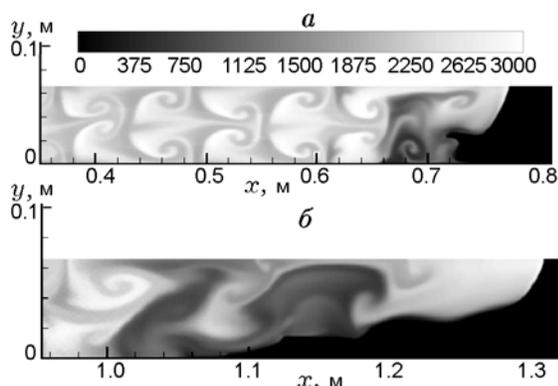


Рис. 14. Динамика распространения детонации по неоднородному облаку ($\Delta t = 1.16$ мкс). Температура газа

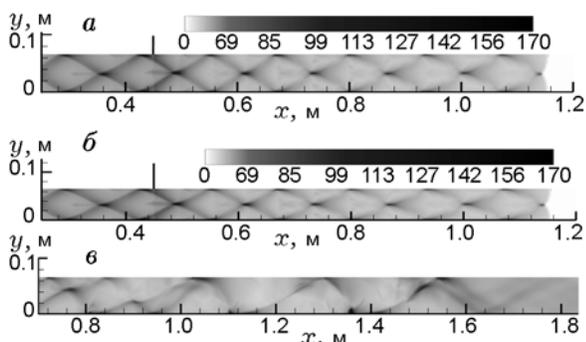


Рис. 15. Перестройка и срыв детонации при распространении в неоднородном облаке (б, в) (а — однородное облако; $d_3 = 10$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$). История максимального давления

метры которого при однородном распределении позволяют распространяться ДВ без срыва. В неоднородном облаке плотность в поперечном направлении изменяется линейно, как в случае рис. 14. Неоднородное распределение частиц в облаке приводит к сбою в распространении поперечных волн: исходная система двух поперечных волн вырождается в одну волну (рис. 15, б). Эта поперечная волна распространяется неустойчиво и со временем прекращает свое существование (рис. 15, в).

Таким образом, неоднородность облака может играть значительную роль в процессах подавления детонации.

Определение критической длины облака

Взаимодействие детонации в режиме Чепмена — Жуге с облаком инертных частиц рассматривалось в работе [2], где, следуя [8], было введено понятие критической длины облака и

показано, что для конкретных параметров облака (размер частиц, объемная концентрация и т. п.) можно определить его длину, достаточную для подавления детонации. Представляет интерес сравнить данные, полученные для детонации, распространяющейся в плоском и ячеистом режимах, и тем самым определить влияние поперечных волн на процесс.

Параметры исследуемой смеси и облака ($d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$) соответствуют изучавшимся ранее [2] случаям распространения детонации Чепмена — Жуге. Длина облака 0.1, 0.15, 0.2 и 0.3 м. Напомним, что для плоской волны в рассматриваемой смеси критическая длина облака, приводящая к срыву детонационного процесса, составляет 0.2 м.

В случае наименее короткого облака влияние инертных частиц на распространение детонации практически не проявляется — структура волны быстро восстанавливается (рис. 16, а). При увеличении длины облака до 0.15 и 0.2 м наблюдаются замедление в движении волны и существенная нерегулярность ячейки при выходе из облака, которая при отсутствии инертных частиц со временем исчезает (рис. 16, б).

На рис. 17, а видно, что облако длиной 0.3 м вызывает гашение детонации на участке до $x = 0.8$ м, при том что неоднородность течения в поперечном направлении, несмотря на затухание ячеистой детонации, присутствует. При выходе из облака неоднородность в реагирующей среде усиливается, что стимулирует реиницирование детонации. Расстояние между фронтом горения и ударным фронтом постепенно сокращается. В результате формируется сильно пересжатая детонационная волна (рис. 17, б). Расчеты показали, что дальнейшее

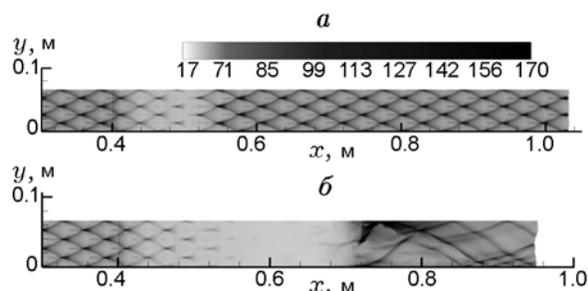


Рис. 16. Реиницирование детонации в облаке конечной длины:

$L = 0.1$ м (а), $L = 0.2$ м (б); $d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$

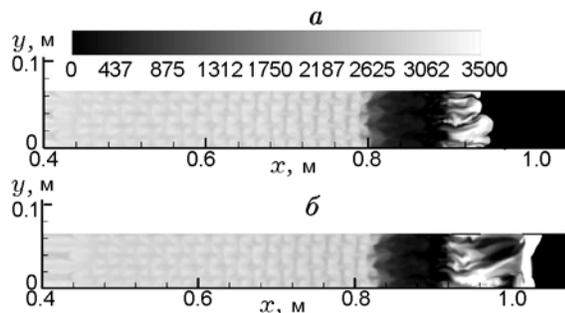


Рис. 17. Эволюция структуры детонационной волны при взаимодействии с инертным облаком конечной длины ($L = 0.3$ м) в последовательные моменты времени ($\Delta t = 0.04$ мкс) ($d_3 = 4$ мкм, $m_3 = 6 \cdot 10^{-4}$)

увеличение длины облака до 0.4 м и более приводит к срыву детонации.

Таким образом, критическая длина облака, достаточная, чтобы подавить детонацию, распространяющуюся в ячеистом режиме, как минимум, в два раза превышает аналогичную величину, полученную для детонации Чепмена — Жуге.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно исследовано взаимодействие ячеистой волны гетерогенной детонации в смеси алюминиевых частиц и кислорода с облаком инертных частиц различных размеров.

Определены два типа распространения ячеистой детонации: с пониженными параметрами распространения (меньшими скоростью и давлением в тройных точках) и с полным подавлением детонационного процесса.

Показано влияние таких параметров инертного облака, как объемная концентрация (в диапазоне $10^{-5} \div 10^{-3}$), диаметр частиц ($2 \div 10$ мкм), неоднородность распределения частиц в поперечном направлении, на картину видоизмененного детонационного течения.

Определена критическая длина облака, достаточная для подавления детонации. Получено, что в ячеистом режиме детонации

она, как минимум, в два раза превышает аналогичную величину, полученную для детонации Чепмена — Жуге.

Оказалось, что за фронтом ячеистой детонации инертные частицы фрагментируются в продольные жгуты и поперечные страты повышенной концентрации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А. Особенности ячеистой детонации в полидисперсных газозвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 85–94.
2. Федоров А. В., Кратова Ю. В. Расчет распространения детонационной волны в газозвеси алюминиевых и инертных частиц // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 88–101.
3. Федоров А. В. Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
4. 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.
5. Федоров А. В., Хмель Т. А. Формирование и вырождение ячеистой детонации в бидисперсных газозвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 109–120.
6. Хмель Т. А. Численное моделирование двумерных детонационных течений в газозвеси реагирующих твердых частиц // Мат. моделирование. — 2004. — Т. 16, № 6. — С. 73–77.
7. Фомин П. А., Чен Дж.-Р. Влияние химически инертных частиц на параметры и подавление детонации в газах // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 3. — С. 77–88.
8. Федоров А. В., Тропин Д. А. Определение критического размера облака частиц, необходимого для подавления газовой детонации // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 4. — С. 100–108.

Поступила в редакцию 1/XII 2012 г.