

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ОБЛАКОМ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ В КАНАЛЕ

Т. А. Хмель, А. В. Фёдоров*

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск, khmel@itam.nsc.ru

*Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, 630008 Новосибирск
fedorov@ngasu.nsk.su

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Методом численного моделирования исследовано взаимодействие падающей ударной волны (с прямоугольным или треугольным профилем за ее фронтом) с полубесконечным облаком частиц алюминия конечной ширины, расположенным внутри канала вдоль плоскости симметрии. В результате взаимодействия ударной волны с передней кромкой облака образуется вихрь, который приводит к распылению облака. Отражение искривленной ударной волны от плоскости симметрии может быть как регулярным, так и с образованием ножки Маха. При нагружении облака достаточно сильной ударной волной в облаке формируется детонационная волна. При этом течение носит периодичный характер, что обусловлено прохождением и отражением от стенок поперечных волн.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования поведения аэровзвесей реакционноспособных частиц в условиях динамического нагружения представляют как теоретический, так и практический интерес, в частности, в плане обеспечения взрыво- и пожаробезопасности промышленных объектов и гражданских сооружений. Одной из ключевых проблем при этом является определение условий инициирования детонационного горения пылегазовых смесей. Проблема инициирования детонации газозвесей частиц алюминия в воздухе и кислороде изучалась экспериментально в работах [1–4] и теоретически в [5–12]. Математическая модель для описания детонационных процессов в аэровзвеси частиц алюминия в кислороде была разработана в [5] и применена для анализа стационарных структур детонации [7, 8] и нестационарных процессов [6, 9–11]. Результаты расчетов находятся в согласии с экспериментальными данными [1] по скорости детонации и соответствуют [4] по оценке необходимой энергии инициирования. В [12] в одномерной нестационарной постановке численно исследованы процессы взаимодействия ударной волны (УВ) с облаком частиц и определены условия и сценарии инициирования детона-

ционных волн в зависимости от амплитуды и профиля падающей УВ. Одной из особенностей инициирования детонационной волны в облаке оказалось влияние ρ -слоя (слоя повышенной концентрации частиц на фронте детонационной волны), образование которого предсказано в [13], на поведение фронта горения при низких значениях амплитуды инициирующей УВ. В этом случае воспламенение частиц происходит на кромке облака, а детонационная волна формируется в результате ускорения фронта горения при взаимодействии его с ρ -слоем. Двумерные эффекты в задачах распространения детонационных волн в газозвеси частиц алюминия изучались в [14], где путем прямого численного моделирования получена ячеистоподобная картина фронта стационарной детонации.

Взаимодействие УВ со слоем инертных частиц исследовалось численно в [15] в связи с проблемой подъема пыли; отмечены следующие особенности поведения слоя, наблюдаемые в экспериментах: задержка подъема частиц после прохождения УВ и установление предельной ширины облака частиц. В [16] рассмотрена аналогичная задача для реагирующих частиц, где внесение локального двумерного возмущения плотности частиц привело к развитию колебательных режимов распространения детонации, не затухающих при определенных условиях. Причины этого явления до конца не выяснены, имеется лишь указание ав-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-00587 и 00-01-00891) и фонда INTAS OPEN (97-2027).

торов на участие ρ -слоя в рассматриваемых процессах.

Целью настоящей работы является изучение краевых эффектов на границе облака взрыва при воздействии и прохождении ударных волн, а также изучение влияния поперечной ограниченности облака на возбуждение и распространение детонационных волн. Для этого на основе физико-математической модели гетерогенной детонации взрыва алюминия [5, 8, 12] в двумерной постановке исследуется воздействие ударных волн на облако частиц алюминия ограниченной ширины, находящееся в плоском канале.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается плоский канал, внутри которого симметрично располагается облако взрыва частиц алюминия в виде полубесконечного прямоугольника. Остальное пространство канала заполнено газом (кислородом). В качестве инициирующего воздействия рассматривается плоская УВ, распространяющаяся по газу вдоль канала и падающая на облако. Профиль инициирующей УВ может быть как прямоугольным (поддерживаемая УВ), так и треугольным или трапециевидным (УВ, сопровождаемая волной разрежения). Поперечные эффекты при взаимодействии УВ с облаком проявляются в деформации фронта УВ, изменении формы облака и распылении частиц. Задача состоит в изучении этих эффектов и определении их влияния на возбуждение и распространение волн детонации.

Взаимодействие УВ с облаком реагирующих твердых частиц описывается в рамках механики взаимопроникающих континуумов с учетом протекающих в смеси химических реакций. Стенки канала предполагаются идеально гладкими и нетеплопроводными, эффекты вязкости учитываются только в силах межфазного взаимодействия. Концентрация частиц принята близкой к стехиометрической, что позволяет пренебречь влиянием объемной доли частиц на движение смеси. При этом уравнения, вытекающие из законов сохранения массы, импульса и энергии, имеют дивергентный вид (полное описание физико-математической модели, описывающей одномерное нестационарное детонационное течение, приведено в [12]):

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial y} = (-1)^{i-1} J,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial [\rho_i u_i^2 + (2-i)p]}{\partial x} + \frac{\partial \rho_i u_i v_i}{\partial y} = \\ = (-1)^{i-1} (-f_x + J u_2), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i v_i}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_i u_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial [\rho_i v_i^2 + (2-i)p]}{\partial y} = \\ = (-1)^{i-1} (-f_y + J v_2), \end{aligned}$$

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

Здесь и далее p — давление; $\rho_i = m_i \rho_{ii}$ — средняя плотность, m_i — объемная концентрация i -й фазы ($i = 1, 2$), $m_1 + m_2 = 1$, ρ_{ii} — собственная плотность фаз, $\rho_{22} = \text{const}$; u_i, v_i — компоненты скорости; E_i — полная энергия на единицу массы; $c_{v,i}$ — теплоемкость; индекс 1 относится к газу, 2 — к частицам. Система замыкается уравнениями состояния и глобальным законом химической реакции:

$$\begin{aligned} p = \rho_{11} R T_1, \\ E_i = (u_i^2 + v_i^2)/2 + c_{v,i} T_i + (i-1)Q, \end{aligned} \quad (2)$$

$$J = \frac{\rho}{\tau_\xi} \max(0, (\xi - \xi_k)) \exp\left(-\frac{E_a}{RT_2}\right), \quad (3)$$

$$T_2 \geq T_{ign}; \quad J = 0, \quad T_2 < T_{ign},$$

где T_1, T_2 — температуры газа и частиц; Q — тепловыделение химической реакции; $\xi = \rho_2/\rho$ — относительная массовая концентрация частиц, $\rho = \rho_1 + \rho_2$; ξ_k — минимально допустимая (остаточная после выгорания) доля частиц; E_a — энергия активации; T_{ign} — температура воспламенения; τ_ξ — характерное время горения. Процессы межфазного взаимодействия определяются формулами [12, 17, 18]

$$\begin{aligned} f = \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |u_1 - u_2| (u_1 - u_2), \\ q = \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T_1 - T_2), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3},$$

$$c_D(\text{Re}, M_{12}) = \left(1 + \exp\left(-\frac{0,43}{M_{12}^{4,67}}\right)\right) \times \left(0,38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}}\right), \quad (5)$$

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

Здесь d — диаметр частиц; c_D — коэффициент сопротивления частиц; λ_1 — теплопроводность газа; Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля; μ — вязкость газа; $\gamma_1 = R/c_{v,1}$ — показатель адиабаты газа.

Начально-краевая задача для системы (1)–(5) формулируется аналогично [12], но с учетом ограниченности поперечного размера облака:

$$t = 0, \varphi = \begin{cases} \varphi_{sw}, 0 \leq x < X_{sw}, 0 \leq y \leq Y, \\ \varphi_0, X_{sw} \leq x < X_{cl}, 0 \leq y \leq Y, \\ \varphi_{cl}, X_{cl} \leq x < +\infty, 0 \leq y < D, \\ \varphi_0, X_{cl} \leq x < +\infty, D \leq y \leq Y, \end{cases} \quad (6)$$

где $\varphi = \{\rho_1, \rho_1 u_1, \rho_1 v_1, \rho_1 E_1, \rho_2, \rho_2 u_2, \rho_2 v_2, \rho_2 E_2\}$ — вектор решения, $\varphi_{sw}(x)$ описывает плоскую ударную волну в газе (поддерживаемую или сопровождаемую волной разрежения), X_{sw} — начальное местоположение фронта падающей УВ, φ_0 отвечает состоянию перед фронтом УВ в газе, φ_{cl} — начальному состоянию смеси в облаке, X_{cl} определяет переднюю границу облака, $2D$ — ширина облака, $2Y$ — ширина канала, $y = 0$ — плоскость симметрии.

Граничные условия на стенке канала $y = Y$ задавались в соответствии с условиями непротекания и теплоизолированности, при $y = 0$ ставились условия симметрии. На левой границе $x = 0$ поддерживалось состояние за поддерживаемой УВ или состояние после прохождения примыкающей к УВ волны разрежения. На правой границе, в расчетах всегда находящейся на некотором расстоянии впереди ударного (детонационного) фронта, задавались начальные условия.

Начальные значения параметров смеси принимались в соответствии с [12]: $p_0 = 1$ атм, $T_{10} = T_{20} = 300$ К, $T_{ign} = 900$ К, $\xi_{cl} = 0,55$, $E_a = 10^6$ Дж/кг, $Q = 2,94 \cdot 10^6$ Дж/кг, $c_{v,1} = 914$ Дж/(кг·К), $c_{v,2} = 880$ Дж/(кг·К). Расчеты проводились для частиц размером 5 и 1 мкм. Величина Y варьировалась от 2 до 9 см при $D = 10$ см.

Задача решалась на равномерной двумерной конечно-разностной сетке с применением схемы ТВД для газа и схемы Мак-Кормака для частиц [10–12]. Расчетная область расширялась по мере распространения по смеси прошедшей УВ или инициированной детонационной волны, включая участок невозмущенного течения. В задаче на распространение уже сформированной детонационной волны в установившемся режиме расчетная область ограничивалась зоной равновесного течения в продуктах детонации, превышающей более чем на порядок зоны релаксации. Тогда на левой границе области ставились «мягкие» граничные условия (нулевые значения вторых производных параметров смеси).

2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Взаимодействие поддерживаемой УВ с облаком нереагирующих частиц. Регулярное и маховское отражение. Вихревая структура

Пусть падающая УВ характеризуется прямоугольным профилем параметров, а ее амплитуда ниже критического значения [12], при котором частицы в облаке могут перейти порог воспламенения. Входя в облако, УВ замедляется, поэтому на продольной границе облака имеет место преломление фронта УВ. На рис. 1 представлен теневой рельеф давления в моменты времени $t = 0,2, 0,4$ и $0,5$ мс при скорости распространения падающей УВ $1,037$ км/с ($M_0 = 3$, число Маха УВ определяется по скорости звука начального состояния газа). Темным цветом выделены области отрицательных градиентов давления вдоль оси x , светлым — положительных. При достаточно малой ширине облака ($Y = 2$ см) распространение УВ в канале характеризуется сильно искривленным фронтом внутри облака для крупных частиц ($d = 5$ мкм) и наклонным для мелких ($d = 1$ мкм). Дугообразная отраженная от облака УВ (на рисунке обозначена буквой R) четко видна при $t = 0,2$ мс. В промежутке между фронтами отраженной УВ и лидирующей УВ в результате опрокидывания волны сжатия возникает небольшой скачок давления, исчезающий вне облака (B). Скорость распространения и амплитуда этого скачка уменьшаются, и через некоторое время он исчезает.

Как видно из рис. 1, распространение УВ по слою принимает установившийся характер.

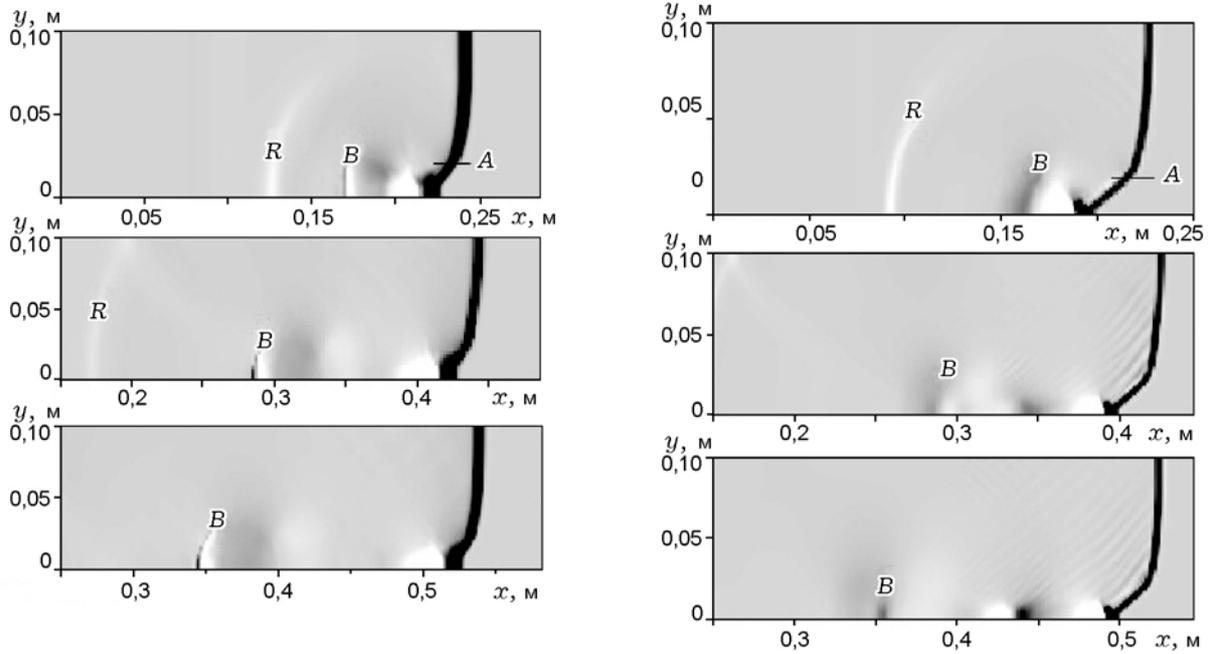


Рис. 1. Вхождение УВ ($M_0 = 3$) в слой частиц диаметром 5 мкм (слева) и 1 мкм (справа). Теневой рельеф давления:

$D = 2$ см; $t = 0,2; 0,4$ и $0,5$ мс (сверху вниз слева и справа)

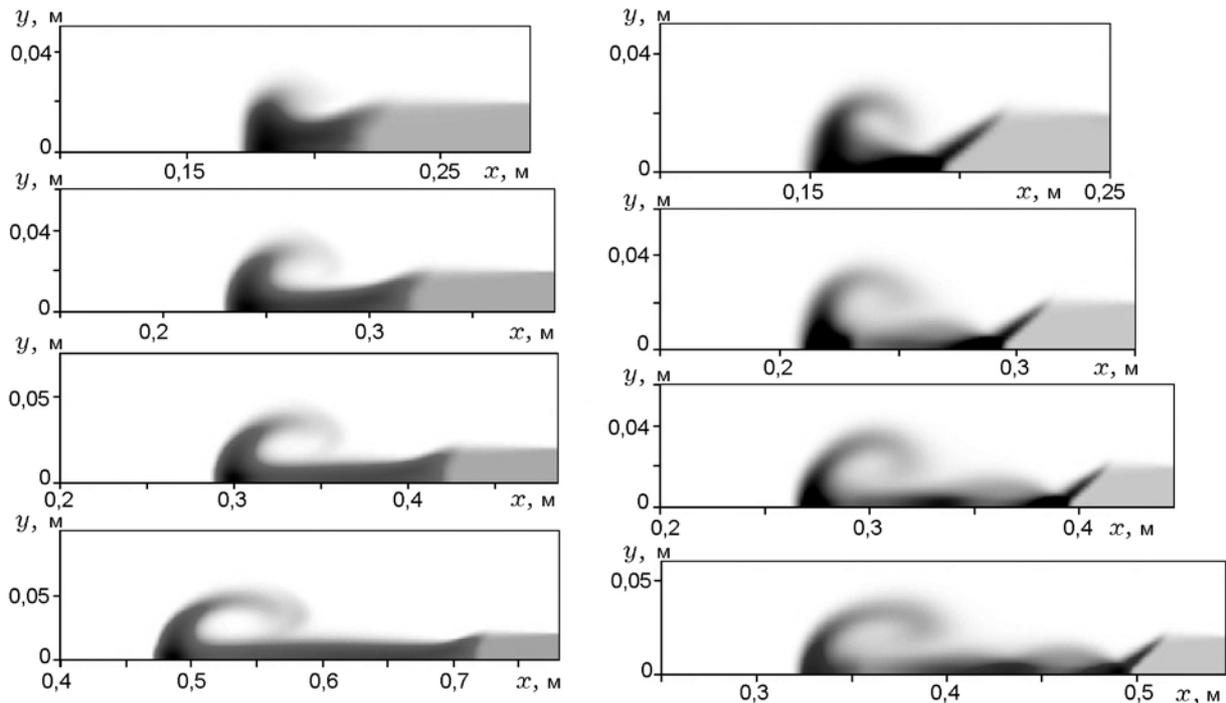
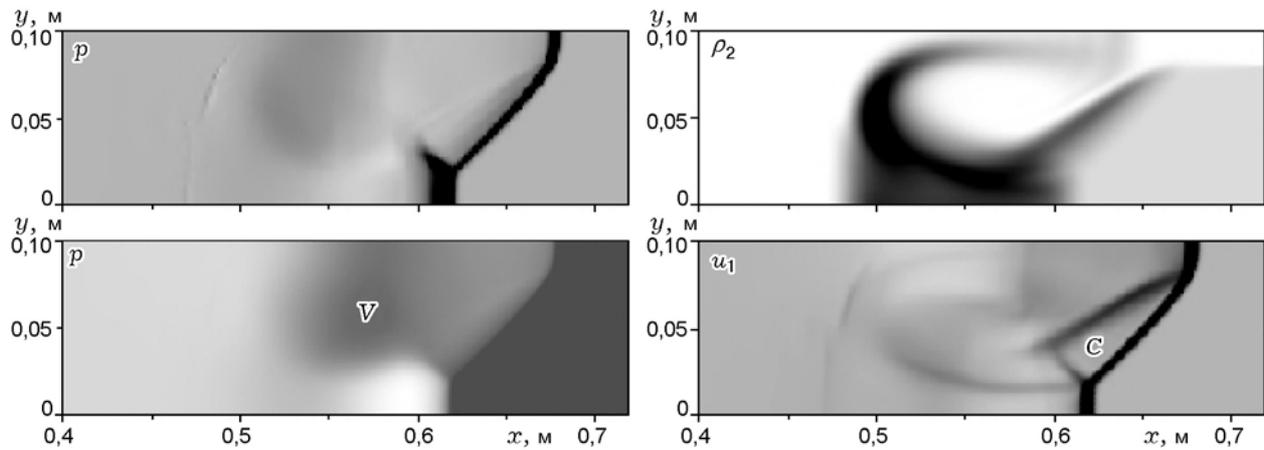


Рис. 2. Распыление облака. Теневой образ плотности частиц:

$M_0 = 3$, $D = 2$ см; слева — $d = 5$ мкм, $t = 0,2; 0,3; 0,4; 0,7$ мс (сверху вниз); справа: $d = 1$ мкм, $t = 0,2; 0,3; 0,4; 0,5$ мс (сверху вниз)

Рис. 3. Структура течения в момент времени $t = 0,7$ мс:

$M_0 = 3$, $D = 8$ см, $d = 5$ мкм

Скорость УВ, определенная по положению максимального градиента давления при $y = 0$, составляет примерно $0,97$ км/с. Это значение больше, чем для облака, занимающего все поперечное сечение канала ($0,78$ км/с), но меньше, чем скорость УВ в газе перед облаком ($1,037$ км/с). Увеличение относительной ширины облака приводит к большему торможению УВ в канале. Так, при $D = 5$ см скорость фронта достигает на $0,94$ км/с, а при $D = 8$ см — $0,84$ км/с.

Поведение плотности частиц и ρ -слоя, возможность образования которого в релаксирующих дисперсных средах предсказана в [13], в одномерной постановке исследовано в [12]. В случае поддерживаемой падающей УВ имеет место постоянное удлинение области повышенной плотности частиц. Здесь уплотнение смеси за фронтом УВ происходит не только за счет продольного движения частиц, но и в результате поперечного сжатия слоя при преломлении фронта УВ на границе раздела сред (газа и аэрозвеси). Это прослеживается на рис. 2, где представлен теневой образ плотности частиц в различные моменты времени для фракций $d = 5$ и 1 мкм ($D = 2$ см). Темный цвет указывает на высокие значения ρ_2 , светлый — на отсутствие частиц. Взаимодействие падающей УВ с краем облака порождает вихрь, приводящий к поперечному движению смеси. Передний край облака частиц при этом принимает форму, характерную для обтекания облаков газом [18]. Видно, что в смеси мелких частиц поперечное движение в направлении плоскости симметрии значительно сжимает облако,

но вихревое течение вновь приводит к увеличению его ширины. В результате максимальный подъем частиц (верхняя кромка облака) практически один и тот же как для $d = 5$ мкм, так и для $d = 1$ мкм. Также видно, что в смеси мелких частиц в результате многократного отражения УВ от плоскости симметрии и верхней границы облака образуется несколько зон уплотнения слоя за фронтом УВ. На рис. 2 при $d = 1$ мкм, $t = 0,4$ и $0,5$ мс таких зон наблюдается три: непосредственно за ударной волной, на левой кромке облака и в промежутке между ними. Как видно, подъем частиц под действием отраженной от плоскости симметрии УВ не приводит к увеличению ширины облака выше первоначальной, т. е. не столь значителен, как обусловленный вихревым течением в области переднего края облака.

На рис. 3 представлены параметры течения за фронтом УВ при $M_0 = 3$, $D = 8$ см, $d = 5$ мкм в момент времени $t = 0,7$ мс. Два верхних рисунка показывают соответственно теневой рельеф давления и теневой образ плотности частиц. Зоны высокого давления выделены светлым, пониженного — темным цветом. Темное пятно, обозначенное буквой V , указывает на центр вихря. Распределение плотности частиц подобно рис. 2 для $d = 1$ мкм, $t = 0,2$ мс, выражен также излом фронта УВ на границе раздела газ — облако, и виден излом контактной поверхности. На теневом рельефе продольной скорости газа рис. 3 буквой C обозначена треугольная область с резкими границами между фронтом УВ и контактной поверхностью, где продольная скорость смеси мень-

ше, но поперечная составляющая скорости имеет ненулевое (отрицательное) значение. В этом треугольнике наблюдается резкий разворот потока в сторону плоскости симметрии, приводящий к сжатию облака.

Характер отражения преломленной УВ от плоскости симметрии внутри облака зависит от размера частиц и ширины облака. Для крупных частиц ($d = 5$ мкм) при $D = 2$ см четкой структуры отражения не прослеживается, так как ширина релаксационных зон составляет $2 \div 3$ см и сравнима с шириной облака. Для мелких частиц ($d = 1$ мкм), как видно из рис. 1, имеет место регулярное отражение от плоскости симметрии. При $d = 5$ мкм и $D = 8$ см на теневом рельефе давления (см. рис. 3) видно образование ножки Маха. Толщина ножки Маха здесь обусловлена большой протяженностью зон релаксации. Примыкающая к ножке Маха отраженная УВ почти перпендикулярна контактной поверхности, и последующих отражений не наблюдается.

Приведенные на рис. 3 картины течения подобны представленным в [19], где в аналогичной задаче облако частиц моделировалось слоем более плотного газа. Переход от регулярного отражения к маховскому в [19] связывался с изменением начальной плотности слоя, влияние других факторов на появление и высоту ножки Маха не исследовалось. Установить некоторые закономерности зависимости высоты ножки Маха от амплитуды УВ и толщины слоя оказалось возможным лишь для мелких частиц, для которых зоны скоростной и тепловой релаксации много меньше толщины слоя ($d = 1$ мкм). Расчеты при $M_0 = 1,5, 2, 3$ и 5 (исключая горение частиц) показали, что при фиксированной начальной концентрации частиц в облаке появление ножки Маха практически не зависит от амплитуды падающей УВ, но зависит от толщины слоя смеси. Так, для $D = 2$ и 4 см имеет место регулярное отражение УВ от плоскости симметрии, а при $D = 6$ и 8 см — маховское. При этом высота ножки Маха, образовавшейся после вхождения УВ в облако, со временем уменьшается и при установлении распространения УВ в смеси стремится к постоянной величине. Предельная высота также зависит от ширины слоя и размера частиц и несколько меняется с изменением амплитуды падающей УВ. К примеру, при $d = 5$ мкм, $M_0 = 3$ она меняется от $1,7$ см при $D = 6$ см до 2 см при $D = 8$ см, при $d = 1$ мкм, $M_0 = 3$ —

от $1,4$ см при $D = 6$ см до $1,8$ см при $D = 8$ см, а при $M_0 = 2$, $D = 6$ см составляет $1,2$ см.

Был проведен модельный расчет, в котором исключались воспламенение и горение частиц и прослеживалось только влияние амплитуды УВ на формирование ударно-волновой структуры в канале. Результаты для $M_0 = 5$ (скорость падающей УВ $1,73$ км/с), $D = 6$ см и $d = 5$ мкм при воздействии поддерживаемой УВ показаны на рис. 4 для моментов времени $t = 0,3$ и $0,45$ мс. Распределения плотности частиц и температуры газа представлены в виде теневых образов (для температур принята обратная цветовая шкала: темным цветом обозначены низкие значения, белым — высокие).

Как видно, структура течения подобна приведенной на рис. 3. Кроме того, видно, что при отражении УВ от плоскости симметрии образуется конфигурация с ножкой Маха, высота которой составляет $1,25$ см. Вихревое течение газа здесь проявляется на распределениях температуры: наблюдается интенсивное перемешивание менее нагретого слоя смеси в облаке и более нагретого газа за УВ вне облака. Поперечное сжатие облака для УВ с $M_0 = 5$ является более сильным, но при этом максимум плотности частиц (≈ 23 кг/м³) соответствует объемной концентрации $0,008$, что еще находится в пределах принятого допущения о малом влиянии объема частиц на течение.

2.2. Взаимодействие реальной УВ, ослабляемой волной разрежения, с облаком инертных частиц

В качестве падающей УВ рассматривалась структура, состоящая из УВ с прямоугольным профилем заданной амплитуды (заданного числа Маха) и сопровождающей ее на некотором расстоянии от фронта централизованной волны разрежения. К последней характеристике волны разрежения, определяемой по условию уменьшения давления до атмосферного, примыкает зона постоянного течения смеси. Таким образом, профиль скорости газа в начальный момент времени имеет вид трапеции. При длительном распространении по газу волна разрежения сначала догоняет УВ (профиль переходит в треугольный), затем ослабляемая УВ тормозится и затухает. Затухание УВ происходит и при вхождении ее в облако, тем не менее некоторое время УВ взаимодействует с облаком примерно так же, как и поддерживаемая УВ.

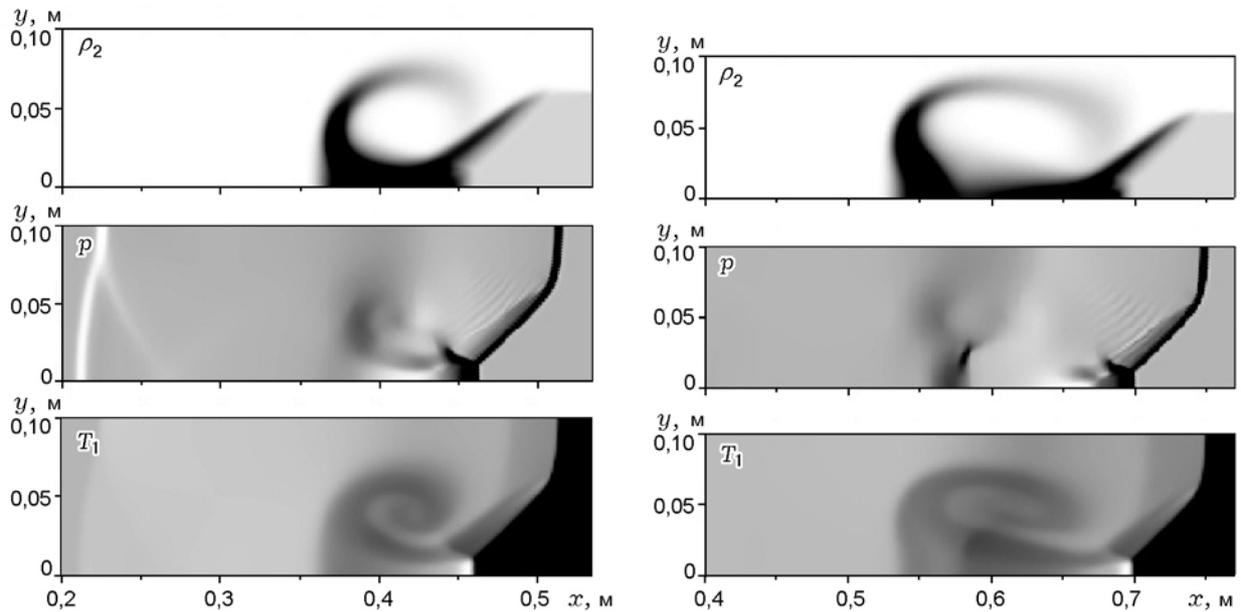


Рис. 4. Воздействие сильной УВ на инертную смесь:
 $M_0 = 5$, $D = 6$ см, $d = 5$ мкм; $t = 0,3$ мс (слева) и $0,45$ мс (справа)

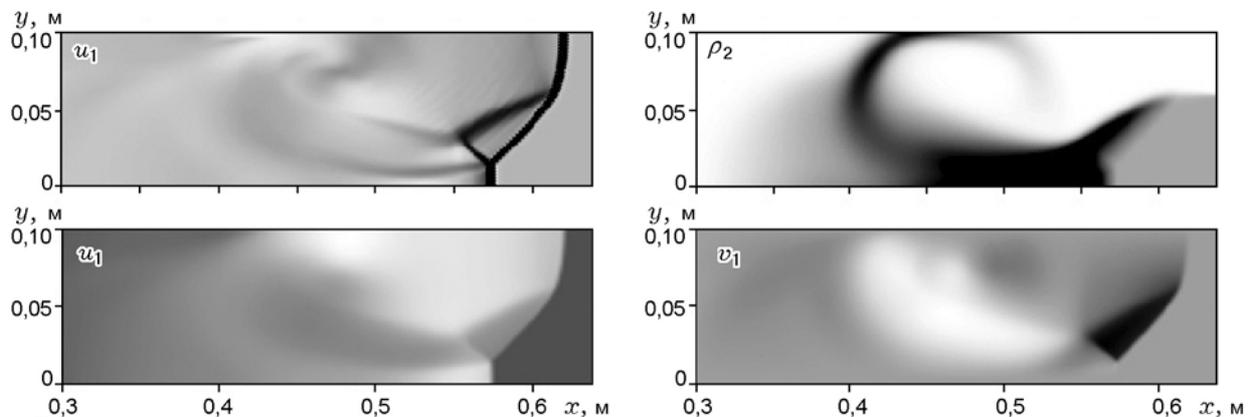


Рис. 5. Воздействие ослабленной УВ на инертную смесь:
 $M_0 = 5$, $D = 6$ см, $t = 0,45$ мс

Картина течения представлена на рис. 5 в виде распределения плотности частиц и компонент скорости газа (верхний рисунок для u_1 показывает теневой рельеф, нижний — теневой образ, где темный цвет соответствует низким значениям, светлый — высоким). Также прослеживается образование характерного треугольника, ограниченного фронтом УВ в смеси, контактной поверхностью и отраженной УВ, опирающейся на ножку Маха. В указанной области имеет место разворот потока в сторону плоскости симметрии (темный треугольник на рисунке для поперечной компоненты скорости). Светлое пятно на теневом образе v_1 показыва-

ет область подъема частиц. Основное различие в воздействии на облако ослабленной и поддерживаемой УВ состоит, как и в одномерном случае, в том, что торможение смеси в волне разрежения приводит к продольному размазыванию ρ -слоя, амплитуда которого со временем также уменьшается. Как видно из сравнения распределений плотности частиц на рис. 4 и 5, передняя часть облака на рис. 5 расплывается. Течение непосредственно за фронтом на рис. 4 и 5 практически одинаково до тех пор, пока амплитуда прошедшей УВ не сильно ослаблена волной разрежения. Тем не менее волна разрежения оказывает некоторое дополнитель-

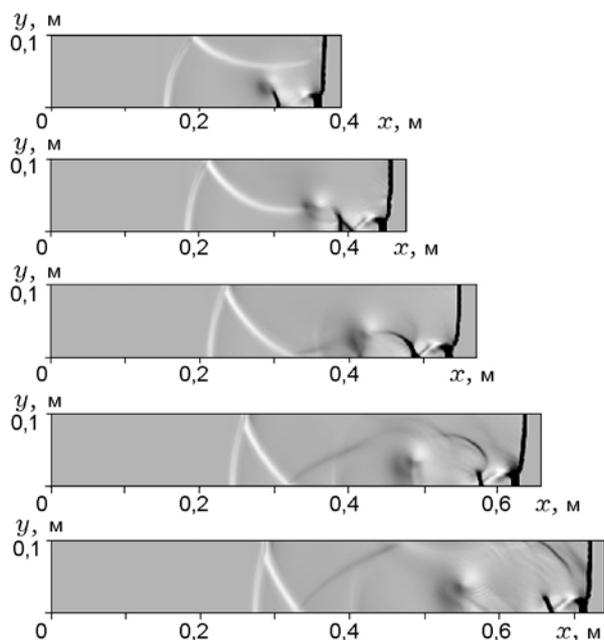


Рис. 6. Распространение детонационного фронта в облаке:

$M_0 = 5$, $D = 2$ см; $t = 0,2 \div 0,4$ мс (сверху вниз с $\Delta t = 0,05$ мс)

ное влияние на поперечное движение частиц: слой в меньшей степени сжимается за УВ, но в большей степени перемешивается с газом, распространяясь на все поперечное сечение вплоть до стенок канала.

2.3. Взаимодействие поддерживаемой УВ с облаком реагирующих частиц

Условия возбуждения детонации в облаке частиц алюминия, заполняющем все поперечное сечение канала, изучены в одномерной постановке в [12]. Установлено, что поддерживаемая УВ достаточной амплитуды ($M_0 = 5$, скорость 1,73 км/с) при вхождении в облако создает условия для воспламенения частиц и быстрого формирования детонационной волны. Затем происходит выход на режим стационарной пересжатой детонации со скоростью распространения 1,74 км/с. Влияние ограниченности поперечного размера облака на течение проявляется в следующем. Входящая в облако УВ изгибается и преломляется в соответствии с рассмотренными выше случаями инертной смеси. По мере развития зоны горения фронт внутри облака ускоряется, ρ -слой за фронтом лидирующей УВ переходит в ρ -слой детонационной структуры, остальная область заполняется

продуктами детонации, содержащими недогоревшие частицы. Возникновение очага горения порождает волну давления, которая распространяется по каналу и, многократно отражаясь затем от верхней стенки и от плоскости симметрии, приводит к флуктуациям течения на фронте и за фронтом лидирующей УВ. Этот процесс показан на рис. 6, где представлены теневые рельефы давления в моменты времени от 0,2 до 0,4 мс с периодом 0,05 мс. На рис. 6 видно, что изогнутая УВ отражается от плоскости симметрии с образованием ножки Маха, при этом в отличие от инертной смеси здесь и для крупных частиц ($d = 5$ мкм) заметны последующие отражения от верхней границы слоя и плоскости симметрии с образованием еще ударного фронта в продуктах детонации.

Как видно на рис. 6, течение за фронтом детонационной волны, сопряженной с УВ в газе, нельзя считать полностью установившимся, протяженность, амплитуда и угол наклона второго скачка, примыкающего к зоне горения, непостоянны. Испытывает флуктуации и линия фронта УВ. Тем не менее осредненная по времени скорость распространения фронта выходит на постоянное значение, отвечающее пересжатому режиму стационарной детонации. В силу того, что скорость УВ при $M_0 = 5$ вне облака и скорость ДВ в облаке почти совпадают, ширина облака в этом случае не влияет на скорость стационарного (в среднем) режима детонации, но установление быстрее происходит в узком облаке. В момент времени 0,4 мс средняя скорость сформированной детонационной волны при $D = 2$ см составляет 1,78 км/с, при $D = 6$ см — 1,8 км/с и при $D = 8$ см — 1,84 км/с. Только к моменту $t = 1,3$ мс при $D = 6$ см достигается средняя скорость 1,78 км/с, что еще превышает скорость стационарной детонационной волны (1,73 км/с).

На рис. 7 показаны распределения давления на нижней стенке канала с временным шагом 0,05 мс, подтверждающие периодический характер распространения детонационной волны, причиной которого является многократное отражение волны давления, возникающей в момент образования зоны горения, от стенок канала и плоскости симметрии. По-видимому, колебательный режим распространения детонационного фронта в [16] обусловлен подобными процессами.

Поперечное движение смеси за фронтом детонационной волны более интенсивное, чем

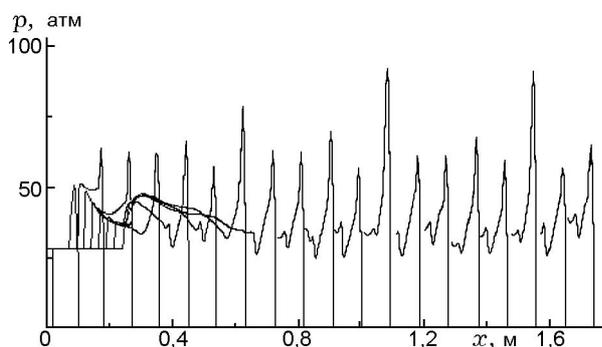


Рис. 7. Колебания сформированного детонационного течения. Профили давления:

$y = 0$, $M_0 = 5$, $D = 2$ см; $\Delta t = 0,05$ мс

за фронтом УВ в инертной смеси. Но поскольку основная масса частиц сгорает, то в перемешивании участвуют продукты детонации и остаточные несгоревшие частицы (рис. 8, теневой образ плотности частиц). Форма облака подобна структурам, образовавшимся за УВ без горения частиц (см. рис. 2–4).

ВЫВОДЫ

- Установлено, что прохождение ударной волны по облаку инертных частиц, занимающему часть поперечного сечения плоского канала, приводит к излому фронта УВ и сжатию облака за фронтом. Для УВ как прямоугольного профиля, так и сопровождаемых волной разрежения образовавшегося уплотнение облака распространяется затем на поперечное сечение канала с образованием характерной вихреобразной структуры на кромке облака.

- Отражение наклонной УВ внутри облака от плоскости симметрии может быть как регулярным (при малой относительной ширине облака), так и с образованием ножки Маха. Для крупной фракции частиц взаимодействие релаксационных зон приводит к размазыванию картины отражения УВ от плоскости симметрии внутри облака.

- Взаимодействие сильной УВ с облаком аэровзвеси алюминия приводит к воспламенению частиц и формированию детонационной волны в облаке.

- Установившийся режим детонации для поддерживаемой УВ характеризуется периодическими колебаниями течения, что обусловлено прохождением и отражением поперечных волн от стенок канала (плоскости симметрии). Осредненное по времени распространение де-

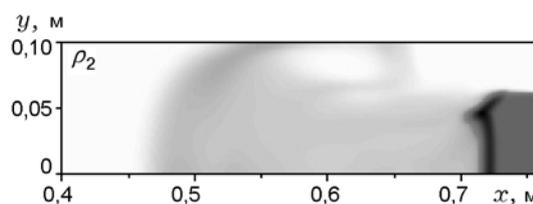


Рис. 8. Распыление недогоревших частиц:

$M_0 = 5$, $d = 5$ мкм, $D = 6$ см; $t = 0,05$ мс

тонационной волны соответствует перешагнутаю режиму стационарной детонации.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Strauss W. A.** Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures // *AIAA Journal*. 1968. V. 6, N 12. P. 1753–1761.
2. **Tulis A. J., Selman J. R.** Detonation tube studies of aluminum particles dispersed in air // 19th Intern. Symp. on Combustion. Haifa, Aug. 8–13, 1982. Pittsburgh, Pa, 1982. P. 652–662.
3. **Tulis A. J., Selman J. R.** Unconfined aluminum particle two-phase detonation in air // *Dynamics of Shock Waves, Explosions, and Detonation* / J. R. Bowen, N. Manson, A. K. Oppenheim, and R. I. Soloukhin. Progress in Astronautics and Aeronautics; V. 94. 1985.
4. **Борисов А. А., Хасанов Б. А., Вейссьер Б. и др.** О детонации взвесей алюминия в воздухе и кислороде // *Хим. физика*. 1991. Т. 10, № 2. С. 250–272.
5. **Федоров А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 72–83.
6. **Федоров А. В., Тетенов Е. В.** Иницирование гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1992. Т. 28, № 3. С. 83–89.
7. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Типы и устойчивость детонационных течений аэровзвеси алюминия в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1996. Т. 32, № 2. С. 74–85.
8. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Математическое моделирование детонации алюминиевой пыли в кислороде с учетом скоростной неравновесности частиц // *Физика горения и взрыва*. 1997. Т. 33, № 6. С. 80–91.
9. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Взаимодействие детонационных волн и волн разрежения в аэровзвеси частиц алюминия в кислороде // *Физика горения и взрыва*. 1997. Т. 33, № 2. С. 102–110.
10. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Определение самоподдерживающихся режимов неидеальной детонации на модели аэровзвеси частиц алюминия // *Физика горения и взрыва*. 1998. Т. 34, № 5. С. 95–102.

11. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование ударно-волнового инициирования гетерогенной детонации аэрозвеси частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 3. С. 81–88.
12. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование инициирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 37, № 1.
13. **Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С.** О распространении ударных и детонационных волн в запыленных газах // Изв. АН СССР. Сер. МЖГ. 1984. № 6. С. 93–99.
14. **Khasainov B., Veysiere B., Ingnoli W.** Numerical simulation of detonation cell structure in hydrogen-air mixtures loaded by aluminum particles // Control of Detonation Processes / G. Roy et al. (Eds). Moscow: Elex-KM Publishers, 2000. P. 35–39.
15. **Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С.** Численное моделирование распространения ударных волн по неоднородной пылегазовой смеси // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290, № 4. С. 816–819.
16. **Коробейников В. П., Марков В. В., Сизых Г. Б.** Численное решение двумерных нестационарных задач о движении горючей пылегазовой смеси // Докл. АН СССР. 1991. Т. 316, № 5. С. 1077–1081.
17. **Carlson D. J., Hoglund R. E.** Particle drag and heat transfer in rocket nozzles // AIAA Journal. 1964. V. 2, N 11. P. 1980–1984.
18. **Бойко В. М., Киселев В. П., Киселев С. П. и др.** О взаимодействии ударной волны с облаком частиц // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 86–99.
19. **Ben-Dor G.** Dust entrainment by means of a planar shock induced vortex over loose dust layers // Shock Waves. 1995. V. 4. P. 285–288.

Поступила в редакцию 15/II 2001 г.
