

УДК 532.529+541.126

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ В МОНОДИСПЕРСНОЙ И БИДИСПЕРСНОЙ СМЕСИ АЛЮМИНИЯ ЗА КОСЫМ УСТУПОМ

С. А. Лаврук

*Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия
lavruks@mail.ru*

Методами математического и численного моделирования исследован процесс распространения гетерогенной детонации в канале с косым уступом в стехиометрической смеси кислорода и алюминия. Анализируются волновые картины в различных режимах распространения детонации (докритическом, критическом и закритическом). Исследовано влияние состава бидисперсной смеси на амплитудные характеристики поперечных волн.

Ключевые слова: *гетерогенная детонация, алюминиевые частицы, канал с расширением, математическое моделирование.*

1. Введение

Исследование распространения гетерогенной детонации представляет интерес с точки зрения противопожарной безопасности на производстве при техногенных авариях. Также исследование детонационных процессов интересно в связи с развитием детонационных технологий: с уменьшением размера реагирующих частиц время их горения становится соизмеримым с характерными временами реагирования газовых смесей, вследствие чего их можно применять в детонационных двигателях. Фундаментальной задачей является исследование распространения детонационных волн (ДВ) в каналах сложной геометрии. Целью настоящей работы является анализ распространения волн гетерогенной детонации (на модели монодисперсной и бидисперсной газозвеси частиц алюминия в кислороде) в каналах с линейным расширением, выявление особенностей их поведения на угловых конфигурациях, а также определение критических условий распространения.

Распространение детонационных волн за прямоугольным уступом в гетерогенной смеси анализировалось в работах [1–4]. Были исследованы картины дифракции ДВ для двух типов начальных условий: для плоской детонационной волны (течения Чепмена — Жуге) и для ячеистой детонации. В [1–3] получено, что даже при задании плоской детонационной волны в качестве начальных условий, возникновение и развитие поперечных волн, свойственных ячеистой детонации, происходит в широкой части канала за уступом. Также в [2] анализировались различные режимы распространения детонации, аналогичные тем, что наблюдались в газовой

детонации: закритический, критический и докритический. Такая классификация восходит ещё к работе Я. Б. Зельдовича с соавторами [5].

В [4] приводятся данные численного моделирования выхода ячеистой детонации в полупространство за обратным прямоугольным уступом в газозвеси частиц алюминия. Анализируются волновые картины при перестройке ячеистых структур в различных режимах распространения. Определены критические условия распространения детонации. В [6] описывается процесс распространения детонации в трубе, с внезапным расширением. Построены карты режимов, также проведено сравнение с результатами для плоского канала.

Помимо распространения детонации в монодисперсных взвесьях рассматривались задачи о распространении детонации в бидисперсных и полидисперсных взвесьях [6–8]. Получено, что на режимы распространения и картины течения помимо геометрии канала влияет также и фракционный состав полидисперсной смеси частиц.

В литературе исследования распространения гетерогенной детонации в канале с постепенным расширением представлены слабо. Схожие задачи были рассмотрены в ряде работ применительно к газовой детонации, которые были исследованы как численно, так и экспериментально. В [9; 10] описывается ряд экспериментов в каналах с постепенным расширением, с изгибом и другими конфигурациями, в которых происходит распространение детонации. Работа [11] посвящена численному исследованию детонационного течения в канале с расширением. В ней анализировались перестроение течения газовой ячеистой детонации в каналах с сужением и расширением, а также длина переходной области, в которой происходит восстановление регулярной ячейки. Экспериментально и методами численного моделирования исследован переход ДВ из трубы в конус [12]. Получены карты режимов течения в каналах с такой геометрией и выявлено, что в каналах с углом раскрытия конуса больше 40° распространение происходит аналогично случаю выхода ДВ в свободное пространство. Представленные в этой же статье расчёты хорошо согласуются с результатами экспериментов.

В настоящей работе исследуется распространение детонационной волны в монодисперсных и бидисперсных взвесьях частиц алюминия в кислороде в канале с расширением в форме обратного косоугольного уступа.

2. Физико-математическая модель

Описание математической модели детонации частиц алюминия в кислороде и её верификация на основе данных [13] были проведены в [14]. Течение двухфазной реагирующей смеси в предположении малой объёмной концентрации частиц описывается двухтемпературной, двухскоростной моделью механики многофазных сред. Уравнения для этой модели выглядят следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{\Gamma}, \quad \mathbf{W} = \begin{pmatrix} \mathbf{W}_1 \\ \mathbf{W}_2 \\ \mathbf{W}_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_1 \\ \mathbf{F}_2 \\ \mathbf{F}_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_1 \\ \mathbf{G}_2 \\ \mathbf{G}_3 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\mathbf{W}_i = \begin{pmatrix} \rho_i \\ \rho_i u_i \\ \rho_i v_i \\ \rho_i E_i \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3, \quad \mathbf{F}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 u_1 \\ p + \rho_1 u_1^2 \\ \rho_1 u_1 v_1 \\ \rho_1 u_1 E_1 + p u_1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{G}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 v_1 \\ \rho_1 u_1 v_1 \\ p + \rho_1 v_1^2 \\ \rho_1 v_1 E_1 + p v_1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_i = \begin{pmatrix} \rho_i u_i \\ \rho_i u_i^2 \\ \rho_i u_i v_i \\ \rho_i u_i E_i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_i = \begin{pmatrix} \rho_i v_i \\ \rho_i u_i v_i \\ \rho_i v_i^2 \\ \rho_i v_i E_i \end{pmatrix}, \quad i = 2, 3, \quad (3)$$

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} -\Gamma_2 - \Gamma_3 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{\Gamma}_i = \begin{pmatrix} -J_i \\ f_{2i} \\ f_{2i} \\ q_i + f_{ix} u_i + f_{iy} v_i - J_i E_i \end{pmatrix}, \quad j = 2, 3. \quad (4)$$

Законы обмена импульсом и энергией между фазами имеют вид

$$\bar{f} = \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |\bar{u}_1 - \bar{u}_2| (\bar{u}_1 - \bar{u}_2), \quad q = \frac{6m_2 \lambda_1}{d^2} \text{Nu} (T - T_2), \quad (5)$$

где

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

$$\text{Nu} = 2 + 0.6(\text{Re})^{1/2}(\text{Pr})^{1/3}, \quad \text{Re} = \frac{\rho_{12} d |u_1 - u_2|}{\mu}, \quad M_{12} = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}}.$$

Для замыкания модели привлекаются уравнения состояния с учётом того, что объёмная концентрация частиц мала:

$$f_i = \frac{\rho_i}{\tau_u} (u_1 - u_i), \quad q_i = \frac{\rho_i c_{v,2}}{\tau_T} (T_1 - T_i), \quad J_i = \frac{\rho_i}{\tau_\xi} (\xi_i - \xi_k), \quad (6)$$

$$p = \rho_1 R T_1, \quad E_1 = \frac{u_1^2}{2} + c_{v,1} T_1, \quad E_i = c_{v,2} T_i + Q + \frac{u_i^2}{2}. \quad (7)$$

Здесь p — давление, ρ_i , u_i , v_i , E_i , $c_{v,i}$ — соответственно средняя плотность, продольная и поперечная составляющие скорости, полная энергия на единицу массы и теплоёмкость i -й фазы (1 — газ, 2, 3 — частицы), T_1 , T_2 — температуры газа и частиц. Относительные массовые концентрации газа и частиц определяются как $\xi_i = \rho_i / \rho$, $\rho = \sum_{i=1}^3 \rho_i$, $\rho_i = \rho_{ii} m_i$, m_i — объёмная концентрация i -й фазы, ξ_k — минимально допустимая концентрация частиц, d — диаметр частиц, c_D — коэффициент сопротивления частиц, λ_1 — теплопроводность, Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта и Прандтля, μ — вязкость газа, γ_1 — показатель адиабаты газа, E_a — энергия активации, τ_ξ — характерное время горения.

Горение алюминия описывается в рамках приведённой кинетики с учётом неполного сгорания частиц и температурного критерия воспламенения. Учитывается переходный характер горения частиц алюминия при уменьшении их размера менее 3.5 мкм. В работах [1–4; 6–8] процесс горения частиц описан как переходный от диффузионного к кинетическому с аррениусовской зависимостью от температуры, при этом, как в диффузионном режиме, время горения принималось пропорционально квадрату диаметра частиц ($t \sim d^2$). В [15] представлены многочисленные данные экспериментов, из которых видно, что в интервале 1–10 мкм происходит переход к режиму горения с более низким значением показателя степени n в зависимости $t \sim d^n$. Для наноразмерного диапазона n меняется в пределах 0.29–0.33 [15], что учитывалось в [16] при построении полуэмпирической модели детонации наноразмерных частиц алюминия. В настоящей работе используется уравнение приведённой кинетики аррениусовского типа с энергией активации 32 кДж/моль, как в [1–4; 6]. Однако зависимость характерного времени горения частиц от их диаметра

для частиц диаметром менее 3.5 мкм в соответствии с данными [15] принимается в виде

$$\tau_\xi = \tau_0(d/d_0)^{0.3} \exp(E_a/RT_2),$$

где $d_0 = 3.5$ мкм, $\tau_0 = 0.294$ мс.

При рассмотрении бидисперсных смесей частиц алюминия плотность частиц в облаке полагается отвечающей стехиометрии:

$$\rho_{20} + \rho_{30} = 1.34 \text{ кг/м}^3.$$

Состав дискретной фазы характеризуется параметром насыщенности

$$\eta = \rho_{30}/(\rho_{20} + \rho_{30}),$$

значение которого варьировалось в диапазоне от 0 до 1.

3. Постановка начально-краевой задачи

Рассматривается плоский канал, который переходит в область с линейным расширением. Предполагается, что всё пространство канала заполнено газозвесью частиц алюминия. В качестве начальных данных рассматривается плоская самоподдерживающаяся детонационная волна, фронт которой находится в узкой части канала в точке L_1 (рис. 1а). Система (1)–(7) решается при следующих начальных условиях:

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

где $\varphi\{\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_1 u_1, \rho_2 u_2, \rho_3 u_3, \rho_1 E_1, \rho_2 E_2, \rho_3 E_3\}$ — вектор решения, φ_l — установившееся решение, соответствующее стационарной плоской ДВ, φ_0 — параметры начального состояния смеси в облаке.

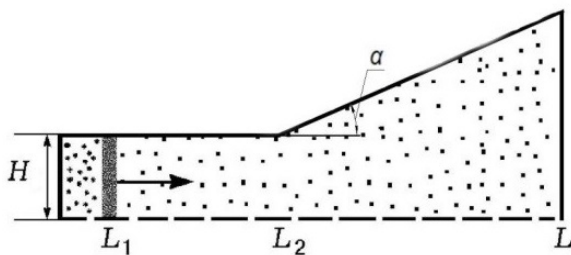


Рис. 1а. Расчётная схема. Канал с косым уступом

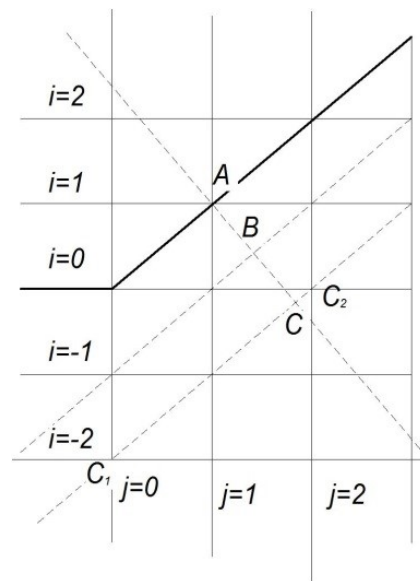


Рис. 1б. Расчётная схема. Область около наклонной стенки

Точка L_2 отвечает углу расширения α , к которому примыкает наклонная стенка. Длина расчётной области — L , ширина узкой части канала — H_1 .

Наклонная стенка считалась прямой линией. Для удобства реализации граничных условий сетка организовывалась таким образом, чтобы её узлы попадали на

стенку, при этом соотношение между продольным и поперечным размером элементарной ячейки зависело от угла наклона стенки. Граничные условия на наклонной стенке канала задаются в соответствии с условиями непротекания и теплоизоляции:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varphi'}{\partial n} &= 0, \\ \rho_i u_{ni} &= 0,\end{aligned}$$

где n — нормаль к наклонной стенке, $\varphi' = \{\rho_i, \rho_i u_{si}, \rho_i E_i\}$. Нормальная и тангенциальная составляющие скорости вдоль стенки определялись как

$$\begin{cases} u_n = u_y \cos \alpha - u_x \sin \alpha, \\ u_s = u_x \cos \alpha + u_y \sin \alpha, \end{cases}$$

где u_x, u_y — проекции скорости на ось X и Y .

Так как для задания граничных условий необходимо задание условия не только в узловых точках (A) (рис. 1б), но и в слое на один ниже, в точке B (рис. 1б), необходимо знать значения функций в точке C . Значения в точке C были получены путём интерполяции результатов на линии C_1C_2 . После чего результаты были перенесены в точки B и A .

На правой границе области задаются условия невозмущённого течения, на левой границе — выносные условия. Допустимость выносных условий обусловлена тем, что в начальный момент положение левой границы отвечает полю течения в волне разрежения (скорость смеси отрицательна), а звуковые возмущения из этой зоны не достигают фронта детонации.

Численная технология основана на TVD-схеме для газа и схеме Джентри — Мартина — Дэйли для частиц и использовалась ранее в [1–4; 6–8].

В данной задаче анализируется влияние геометрических параметров (H_1, α), размера частиц d и фракционного состава (параметра η) на волновые картины течения за косым уступом и сценарии дальнейшего распространения детонации.

4. Обсуждение результатов

4.1. Монодисперсная смесь

Для монодисперсных смесей алюминия были получены основные режимы распространения ДВ (докритический, критический и закритический режимы течения). На рис. 2, а представлены поля максимального давления ($p_{\max}(x, y) = \max_t[p(x, y, t)]$) для параметров $d = 3.5$ мкм, $H_1 = 0.03$ м, $\alpha = 45^\circ$. Такой режим распространения характеризуется срывом распространения детонации, т. е. фронт горения отстаёт от лидирующего фронта ударной волны. При этом максимальное давление на фронте по мере его распространения постепенно падает (рис. 2, а). Видно, что на момент времени 0.26 мс давление на лидирующем фронте снизилось с 55 атм (пиковое давление режима Чепмена — Жуге для данной смеси) до 5–10 атм.

В критическом режиме распространения происходит частичный срыв детонации [2], но в некоторой области канала детонационный фронт продолжает распространяться. Такое поведение ДВ можно наблюдать для параметров $d = 3.5$ мкм, $H_1 = 0.035$ м, $\alpha = 60^\circ$ на рис. 2, б. Видно, что в части канала, около наклонной стенки давление составляет около 55 атм, а в части канала, примыкающей к плоскости симметрии, произошёл срыв детонации и давление не превышает 5–10 атм.

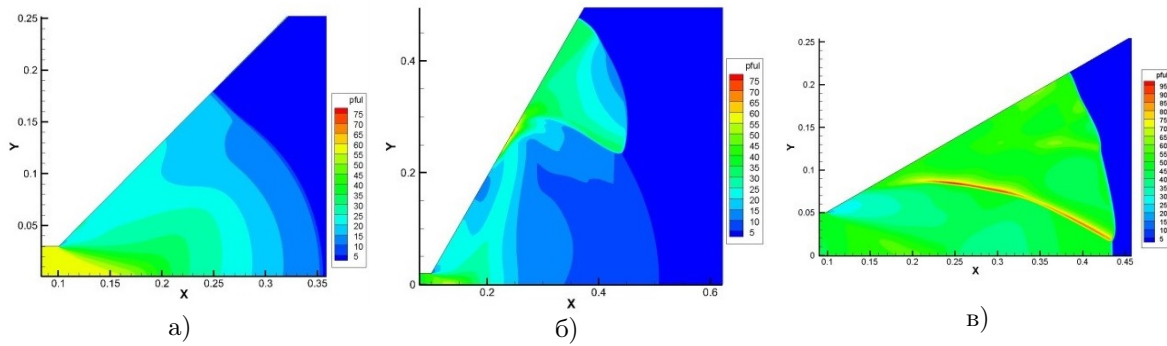


Рис. 2. Поля максимального давления $d = 3.5$ мкм: а) $\alpha = 45^\circ$ ($t = 0.26$ мс), б) $\alpha = 60^\circ$ ($t = 0.39$ мс), в) $\alpha = 30^\circ$ ($t = 0.26$ мс)

В закритическом режиме распространения течение ДВ характеризуется одинаковой скоростью ударной волны и фронта горения как перед косым уступом, так и за уступом в расширяющейся части канала. Видно, что давление во всём канале превышает 55 атм (пиковое давление ЧЖ для данной смеси) (рис. 2, в). Так, на рис. 2, в можно заметить, что по фронту распространяется поперечная волна, давление в которой составляет около 90 атм. Наличие поперечных волн говорит о скором развитии ячеистой детонационной структуры в данном канале. Также о наличии вторичных поперечных волн свидетельствует искривление лидирующего фронта. Искривление фронта ДВ наблюдается при $y = 0.03$ м (первичная поперечная волна), а также в области $y = 0.13$ м (вторичная поперечная волна) на лидирующем фронте детонации. Влияние угла наклона на режимы распространения детонации описано в работе [17], где даётся подробное описание картин течения в зависимости как от угла наклона, так и от ширины канала.

Реализация того или иного режима распространения детонации зависит от геометрических параметров задачи: ширины канала и угла наклона стенки, а также от размера частиц. На рис. 3 для частиц размером 3.5 мкм показаны карты режимов течений в плоскости: угол расширения — ширина плоского канала. Звёздочками обозначены случаи срыва детонации, квадратами — случаи распространения детонации (непрерывного или с частичным срывом и восстановлением). Данные для 90° на рис. 3 представлены по результатам работы [3] для $d = 3.5$ мкм. Также на рис. 3 нанесена линия, разделяющая случаи срыва и распространения ДВ. Отметим, что для небольших углов ($\alpha < 30^\circ$) и, напротив, при $60^\circ < \alpha < 90^\circ$ разделяющая кривая близка к прямой линии, т. е. существуют две области, где критические параметры (ширина канала и угол наклона стенки) примерно соответствуют линейной зависимости.

Однако средние значения углов характеризуются сильно немонотонным всплеском, т. е. область угла расширения $\alpha = 40^\circ - 50^\circ$ выпадает из общей закономерности. Во всех рассмотренных случаях срыв детонации происходит при значительно более высоких значениях ширины канала, чем диктуется продолжением линейной зависимости. Для уточнения были сделаны дополнительные расчёты на более мелких сетках. Результаты показали, что эти режимы стабильно воспроизводятся. Отметим, что в экспериментах и расчётах [11] по выходу газовой детонации из круглой трубы в конус также происходит смена зависимости критического диаметра от угла расширения при тех же углах (40°). Однако в [11] одна линейная зависимость сменяется другой линейной функцией, в интервале $40^\circ - 90^\circ$ критическая ширина канала вообще не зависит от угла. Объяснение результатам, представленным на рис. 3, дано в работе [18] и связано с качественным перестроением течения при увеличении угла от 45 до 60° .

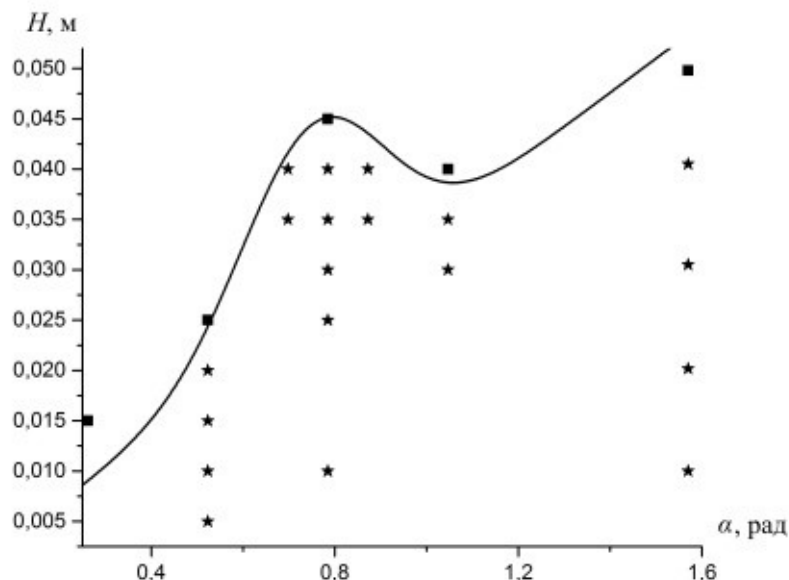


Рис. 3. Карта режимов течения: частицы 3.5 мкм. Звёздочки — срыв детонации, квадратики — критический режим, сплошная линия — разделяющая кривая

4.2. Бидисперсная смесь

В задаче по исследованию распространения детонации в бидисперсной смеси варьировался фракционный состав частиц алюминия. Рассматривались частицы размером 3.5 и 1 мкм.

Рассмотрим канал с углом наклона стенки 45° (рис. 4). В монодисперсной взвеси частиц 3.5 мкм при данной ширине канала реализуется режим со срывом детонации (рис. 4, а). На шпирен-изображении видно разделение лидирующего фронта ударной волны (SW) и отстающего фронта горения (CW), расстояние между фронтами на момент 0.26 мс составляет 30 мм. При замене 5 % крупных (3.5 мкм) частиц на более мелкие (1 мкм) и значении параметра насыщенности $\eta = 0.05$ наблюдается переход к критическому режиму распространения детонации (рис. 4, б). На шпирен-изображении (рис. 4, б) видно, что около плоскости симметрии произошло разделение фронта ударной волны и фронта горения. При этом в большей части канала детонация распространяется без срыва. По фронту детонационной волны распространяется поперечная волна, в которой давление достигает значения около 70 атм. Дальнейшее увеличение параметра насыщенности до $\eta = 0.1$ приводит к переходу к закритическому режиму распространения детонации (рис. 4, в). Видно, что лидирующий фронт распространяется без срыва. Также видно образование поперечной волны, которая движется по лидирующему фронту.

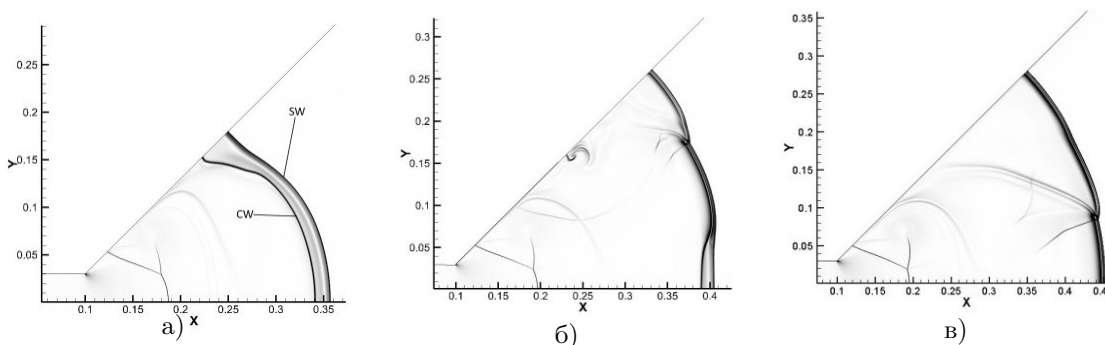


Рис. 4. Режимы распространения детонации в зависимости от параметра насыщенности $t = 0.24$ мс: а) докритический ($\eta = 0$), б) критический ($\eta = 0.05$), в) закритический ($\eta = 0.1$)

При изменении угла наклона стенки с 45° на 30° и с увеличением параметра насыщенности η от 0 до 0.1 на картинах максимального давления наблюдается переход от критического режима детонации с частичным срывом (рис. 5, а) к закритическому режиму распространения детонации без срыва (рис. 5, б). Частичный срыв детонации на рис. 5, а можно наблюдать как снижение давления до 20 атм в области $0 < y < 0.04$ м на лидирующем фронте вблизи плоскости симметрии. В дальнейшем с увеличением параметра насыщенности наблюдается закритический режим распространения детонации (рис. 5, в, $\eta = 0.3$). Описанный выше эффект был также обнаружен в работе [5], когда при добавлении небольшого количества мелких частиц происходит смена режима распространения детонации.

Стоит отметить, что с увеличением параметра насыщенности происходит ослабление давления в поперечной волне, которая распространяется по лидирующему фронту. Для $\eta = 0$ и $\eta = 0.1$ давление в поперечной волне составляет до 70 атм, в то время как для $\eta = 0.3$ оно не превышает 55 атм. При этом на фронте практически отсутствуют неоднородности.

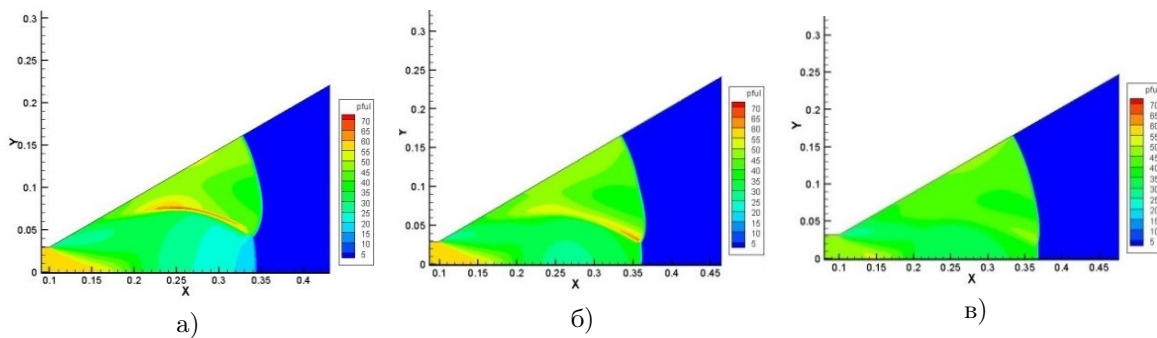


Рис. 5. Влияние фракционного состава на формирование ячеистой детонации: поля максимального давления $t = 0.24$ мс: а) $\eta = 0$; б) $\eta = 0.1$; в) $\eta = 0.3$

Дальнейшее увеличение концентрации мелких частиц практически полностью «сглаживает» поверхность лидирующего фронта. На рис. 6 показано давление на лидирующем фронте детонационной волны. Видно, как с увеличением доли мелких частиц в смеси происходит снижение давления в поперечной волне с 65 атм при $\eta = 0.1$ до 45 атм при $\eta = 0.3$. При $\eta = 0.5$ происходит полное сглаживание фронта и на поверхности лидирующего фронта отсутствуют какие-либо возмущения. Преобладание мелких частиц в смеси вновь приводит к образованию неоднородностей на фронте детонационной волны ($\eta = 0.7$). Видно, что на фронте появляется зона с повышенным давлением до 65 атм при $\eta = 0.7$.

Рассматривая поля максимального давления при $\eta = 0.7, 0.9, 1.0$ в канале, можно заметить образование ячеистой структуры (рис. 7). На полях максимального давления видно, что с увеличением доли мелких частиц происходит как рост количества тройных точек, так и максимального давления в этих областях. При $\eta = 0.9, 1.0$ в канале образуется нерегулярная ячеистая структура со сравнительно одинаковыми значениями давления в тройных точках. В целом структура поперечных волн на рис. 7, б и в схожа, но в монодисперсной смеси частиц размером 1 мкм давление в тройных точках выше, чем при $\eta = 0.9$.

Аналогично полученным результатам в работах [5–7] обсуждался вопрос ослабления поперечных волн в ячеистой детонации в бидисперсных и полидисперсных газовзвесах при анализе распространения детонации в плоских каналах и каналах с разрывом сечения. Можно объяснить ослабление поперечных волн при средних значениях параметра насыщенности и в задаче о выходе детонационной волны в канал с линейным расширением. Согласно [5; 7] развитие малых возмущений на

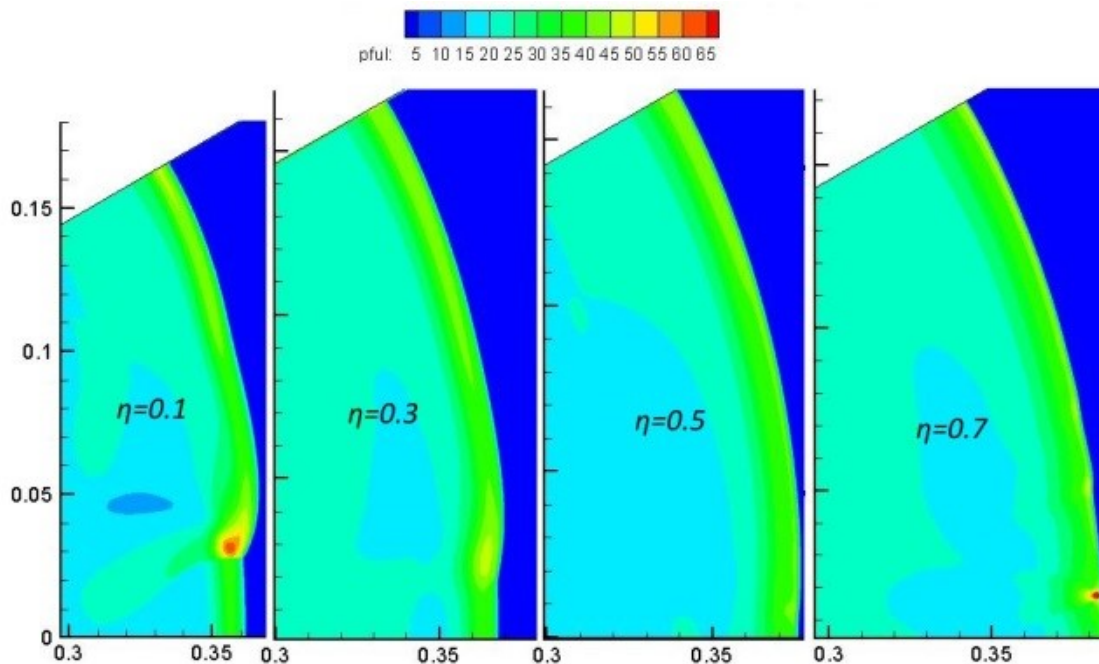


Рис. 6. Поля давления на фронте детонационной волны в зависимости от параметра насыщенности

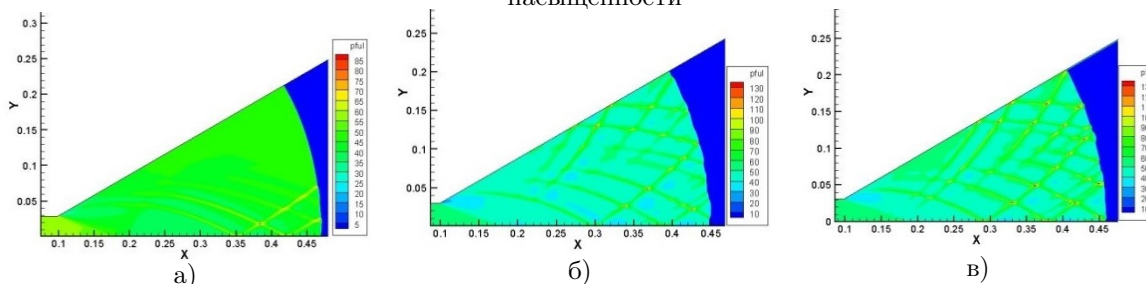


Рис. 7. Поля максимального давления при $t = 0.24$ мс: а) $\eta = 0.7$; б) $\eta = 0.9$; в) $\eta = 1$

фронте детонационной волны и формирование вторичных поперечных волн согласуется с акустической теорией, предложенной Бартелем в [19] и развитой в работе [7] для гетерогенных смесей. В бидисперсных смесях за фронтом лидирующей УВ формируется такая структура течения, что акустические возмущения, вызванные первичной поперечной волной, или не возвращаются на фронт (и не порождают вторичных поперечных волн), или возвращаются частично на пересжатых или ослабляемых участках фронта. Это приводит к размыванию поперечных волн и снижению пиковых давлений вплоть до достижения устойчивого распространения волны в режиме Чепмена — Жуге. Можно предположить, что и при распространении в канале с участком линейного расширения, ослабление поперечных волн обусловлено аналогичными механизмами.

5. Выводы

В рамках физико-математической модели гетерогенной детонации с учётом переходного режима горения микронных и субмикронных частиц алюминия численно исследованы задачи о распространении детонации в монодисперсных и бидисперсных смесях в каналах с линейным расширением.

Представлены картины развития течения в докритическом режиме (со срывом детонации), критическом режиме (с частичным срывом и возможностью реиницирования детонации), а также в закритическом режиме (распространение детонации без срыва).

Для монодисперсной смеси 3.5 мкм построена карта режимов распространения

детонации в плоскости: ширина канала, угол наклона стенки. Выявлена немонотонность зависимости критической ширины канала от угла расширения.

Для бидисперсных смесей установлено влияние состава: добавление мелких частиц приводит к изменению режима течения детонации. При наличии двух фракций отмечается снижение интенсивности распространения поперечных волн и ослабление давления в поперечных волнах в сравнении с монодисперсными смесями. При параметре насыщенности $\eta = 0.4\text{--}0.5$ поперечные волны практически полностью отсутствуют.

Автор выражает благодарность за помощь при подготовке статьи профессорам А. В. Федорову и Т. А. Хмель.

Список литературы

1. **Fedorov, A. V.** Shock and detonation wave diffraction at a sudden expansion in gas-particle mixtures / V. E. Fedorov, T. A. Khmel, Y. V. Kratova // *Shock Waves*. — 2008. — Vol. 18. — P. 280–290.
2. **Федоров, А. В.** Дифракция волновых процессов газовзвесей / А. В. Федоров // *Вестн. Юж.-Урал. гос. ун-та. Сер.: Мат. моделирование и программирование*. — 2013. — Т. 6, № 1. — С. 85–97.
3. **Кратова, Ю. В.** Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газовзвеси / Ю. В. Кратова, А. В. Федоров, Т. А. Хмель // *Физика горения и взрыва*. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 95–107.
4. **Fedorov, A. V.** Cellular detonation diffraction in gas-particle mixtures / V. E. Fedorov, T. A. Khmel, Y. V. Kratova // *Shock Waves*. — 2010. — Vol. 20, no. 6. — С. 509–519.
5. **Зельдович, Я. Б.** Экспериментальное исследование сферической детонации / Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов // *Журн. техн. физики*. — 1956. — Т. 26, вып. 6. — С. 1689–1713.
6. **Кратова, Ю. В.** Осесимметричная расширяющаяся гетерогенная детонация в газовзвесах частиц алюминия / Ю. В. Кратова, А. В. Федоров, Т. А. Хмель // *Физика горения и взрыва*. — 2016. — Т. 52, № 1. — С. 84–95.
7. **Кратова, Ю. В.** Особенности ячеистой детонации в полидисперсных газовзвесах частиц алюминия / Ю. В. Кратова, А. В. Федоров, Т. А. Хмель // *Физика горения и взрыва*. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 85–94.
8. **Федоров, А. В.** Формирование и вырождение ячеистой детонации в бидисперсных газовзвесах частиц алюминия / А. В. Федоров, Т. А. Хмель // *Физика горения и взрыва*. — 2008. — Т. 44, № 3. — С. 109–120.
9. **Thomas, G. O.** Detonation interaction with wedges and bends / G. O. Thomas, R. L. Williams // *Shock Waves*. — 2002. — Vol. 11. — P. 481–492.
10. **Conrad, C.** Overdriven detonation wave transition in a gradual area expansion for multicycle PDE application / C. Conrad, S. R. Saretto, S.-Y. Lee, R. J. Santoro // *Pulse and Continuous Detonation Propulsion* / G. Roy, S. Frolov (Eds.). — M. : Torus Press, 2006. — P. 273–286.
11. **Qing, Q.** The evolution of a detonation wave in a variable cross-sectional chamber / Q. Qing, C. K. Boo, D. Hua-Shu, M. T. Her // *Shock Waves*. — 2008. — Vol. 18. — P. 213–233.
12. **Khasainov, B.** Detonation diffraction from circular tubes to cones / B. Khasainov, H. N. Presles, D. Desbordes, P. Demontis, P. Vidal // *Shock Waves*. — 2005. — Vol. 14. — P. 187–192.
13. **Strauss, W. A.** Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures / W. A. Strauss // *AIAA Journal*. — 1968. — Vol. 6, no. 9. — P. 1753–1756.

14. **Федоров, А. В.** Структура гетерогенной детонации частиц алюминия, диспергированных в кислороде / А. В. Федоров // Физика горения и взрыва. — 1992. — Т. 28, № 3. — С. 72–83.
15. **Tanguay, V.** Aluminum particle. Combustion in high-speed detonation products / V. Tanguay, S. Goroshin, A. J. Higgins, F. Zhang // Combustion Science and Technology. — 2009. — Vol. 181, no. 4. — P. 670–693.
16. **Сандарам, Д.** Горение наночастиц алюминия (обзор) / Д. Сандарам, В. Янг, В. Е. Зарко // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 37–63.
17. **Fedorov, A. V.** Detonation structures in gas suspensions of submicron and nano aluminum particles / A. V. Fedorov, T. A. Khmel. — Nonequilibrium Processes in Physics and Chemistry. Vol. II / Ed. by A. M. Starik, S. M. Frolov. — M. : Torus-press, 2016. P. 341–351.
18. **Федоров, А. В.** Выход волны гетерогенной детонации в канал с линейным расширением. I. Режимы распространения / А. В. Федоров, Т. А. Хмель, С. А. Лаврук // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 5. — С. 104–114.
19. **Barthel, H. O.** Predicted spacings in hydrogen–oxygen–argon detonations / H. O. Barthel // Physics of Fluids. — 1974. — Vol. 17, no. 8. — P. 1547–1553.

Поступила в редакцию 13.11.2017

После переработки 25.12.2017

Сведения об авторе

Лаврук Сергей Андреевич, аспирант, лаборатория ультраволновых процессов в мелкодисперсных средах, Институт теоретической и прикладной механики имени С. А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия; e-mail: lavruks@mail.ru.

MODELING OF HETEROGENEOUS DETONATION PROPAGATION IN MONODISPERSE AND BIDISPERSE ALUMINUM MIXTURE UNDER THE OBLIQUE

S.A. Lavruk

*S.A. Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics of SB RAS,
Novosibirsk, Russia
lavruks@mail.ru*

In this study with methods of mathematical and numerical modeling the process of heterogeneous detonation in channel under the oblique in stoichiometric mixture of aluminum and oxygen was investigated. Wave patterns in different detonation regimes of propagation (subcritical, critical and supercritical) were analyzed. Impact of bidisperse fraction on amplitude characteristics of transverse waves was investigated.

Keywords: *heterogeneous detonation, aluminum particles, channel with inclination, mathematical model.*

References

1. **Fedorov A.V., Khmel T.A., Kratova Y.V.** Shock and detonation wave diffraction at a sudden expansion in gas–particle mixtures. *Shock Waves*, 2008, vol. 18, pp. 280–290.
2. **Fedorov A.V.** Difraktsiya volnovykh protsessov gazovzvesey [Diffraction of wave processes of gas suspensions]. *Vestnik Yuzhno-Ural'skogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya: Matematicheskoye modelirovaniye i programirovaniye* [Bulletin Of South Ural State University. Series: Mathematical Modeling and], 2013, vol. 6, no. 1, pp. 85–97. (In Russ.).
3. **Kratova Y.V., Fedorov A.V., Khmel T.A.** Diffraction of a plane detonation wave on a back-facing step in a gas suspension. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2009, vol. 45, no. 5, pp. 591–602.
4. **Fedorov A.V., Khmel T.A., Kratova Y.V.** Cellular detonation diffraction in gas–particle mixtures. *Shock Waves*, 2010, vol. 20, no. 6, pp. 509–519.
5. **Kratova Y.V., Fedorov A.V., Khmel T.A.** Axisymmetric expanding heterogeneous detonation in gas suspensions of aluminum particles. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2016, vol. 52, no. 1, pp. 74–84.
6. **Zel'dovich Ya.B., Kogarko S.M., Simonov N.N.** An experimental investigation of spherical detonation of gases. *Soviet Physics. Technical Physics*, 1956, vol. 1, pp. 1689–1713.
7. **Kratova Y.V., Fedorov A.V., Khmel T.A.** Specific features of cellular detonation in polydisperse suspensions of aluminum particles in a gas. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2011, vol. 47, no. 5, pp. 572–580.
8. **Fedorov A.V., Khmel T.A.** Formation and degeneration of cellular detonation in bidisperse gas suspensions of aluminum particles. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2008, vol. 44, no. 3, pp. 343–353.
9. **Thomas G.O., Williams R.L.** Detonation interaction with wedges and bends. *Shock Waves*, 2002, vol. 11, pp. 481–492.
10. **Conrad C., Saretto S.R., Lee S.-Y., Santoro R.J.** Overdriven detonation wave transition in a gradual area expansion for multicycle PDE application. *Pulse and Continuous Detonation Propulsion*, G. Roy. S. Frolov (Eds.). Moscow, Torus Press Publ., 2006. Pp. 273–286.
11. **Qing Q., Boo C.K., Hua-Shu D., Her M.T.** The evolution of a detonation wave in a variable cross-sectional chamber. *Shock Waves*, 2008, vol. 18, pp. 213–233.

12. **Khasainov B., Presles H.N., Desbordes D., Demontis P., Vidal P.** Detonation diffraction from circular tubes to cones. *Shock Waves*, 2005, vol. 14, pp. 187–192.
13. **Strauss W.A.** Investigation of the detonation of aluminum powder-oxygen mixtures. *AIAA Journal*, 1968, vol. 6, no. 9, pp. 1753–1756.
14. **Fedorov A.V.** Structure of the heterogeneous detonation of aluminum particles dispersed in oxygen. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 1992, vol. 28, no. 3, pp. 277–286.
15. **Tanguay V., Goroshin S., Higgins A.J., Zhang F.** Aluminum particle. Combustion in high-speed detonation products. *Combustion Science and Technology*, 2009, vol. 181, no. 4, pp. 670–693.
16. **Sandaram D., Yang B., Zarko V.E.** Combustion of nano aluminum particles (Review). *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2015, vol. 51, no. 2, pp. 173–196.
17. **Fedorov A.V., Khmel T.A.** Detonation structures in gas suspensions of submicron and nano aluminum particles. *Nonequilibrium Processes in Physics and Chemistry*. Vol. II. Ed. by A.M. Starik and S.M. Frolov. Moscow, Torus-Press Publ., 2016. Pp. 341–351.
18. **Fedorov A.V., Khmel T.A., Lavruk S.A.** Exit of a heterogeneous detonation wave into a channel with linear expansion. I. Propagation regimes. *Combustion, Explosion and Shock Waves*, 2017, vol. 53, no. 5, pp. 585–595.
19. **Barthel H.O.** Predicted spacings in hydrogen–oxygen–argon detonations. *Physics of Fluids*, 1974, vol. 17, no. 8, pp. 1547–1553.

Accepted article received 13.11.2017

Corrections received 25.12.2017