

УДК 532.529.5+541.126

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯЧЕИСТОЙ ДЕТОНАЦИИ В ДВУХФРАКЦИОННЫХ НАНОДИСПЕРСНЫХ ГАЗОВЗВЕСЯХ ЧАСТИЦ АЛЮМИНИЯ

Т. А. Хмель, С. А. Лаврук

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

Методами численного моделирования исследуется ячеистая детонация в двухфракционных взвесах субмикронных и наноразмерных частиц алюминия. Используются подходы механики гетерогенных сред. В процессах межфазного взаимодействия учитывается переход от континуального режима обтекания частиц к свободномолекулярному. Описание горения частиц проводится в рамках развитой ранее полуэмпирической модели приведенной кинетики. Результаты расчетов двумерных течений в плоском канале показали существенные отличия от микродисперсных двухфракционных взвесей, для которых наблюдалось вырождение поперечных волн. Здесь во всех случаях формируются слабoreгулярные и нерегулярные ячеистые структуры, что подтверждено также теоретически на основе акустического анализа по методу Бартеля.

Ключевые слова: газовзвеси, микро- и нанодисперсные порошки алюминия, ячеистая детонация, численное моделирование.

DOI 10.15372/FGV20200210

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы отмечается повышенный интерес к проблемам горения (в том числе детонационного) нанодисперсных порошков алюминия. Появилось множество экспериментальных работ по взрывным характеристикам различных горючих смесей, содержащих наночастицы алюминия, например [1–4]. Вопросы воспламенения и горения нанопорошков алюминия и теоретического описания процессов обтекания и теплообмена в потоке газа обсуждаются в обзоре [5]. Эксперименты по гетерогенной детонации нанодисперсных частиц алюминия (размером 100 нм) проводились в [6, 7]. Отмечено увеличение амплитуды пульсаций давления спиновой детонации в сравнении с микродисперсными частицами (средний размер 1.6 мкм). При этом на приведенных в [6, 7] фотографиях порошков видно, что 100-нанометровый порошок является практически монодисперсным, а порошок со средним размером частиц 1.6 мкм характеризуется значительным разбросом размеров.

Теоретическая модель детонации взвесей наноразмерных частиц алюминия в кислоро-

де в рамках приведенной кинетики, верифицированная по совокупности экспериментальных данных, была развита в [8]. В [9–13] представлены результаты численного моделирования двумерных течений детонации микронных, субмикронных и наноразмерных частиц алюминия. Выявлены особенности ячеистой детонации монодисперсных взвесей субмикронных и наноразмерных частиц: укрупнение ячеек и их нерегулярность [9, 10, 13], значительное увеличение пиковых давлений [10, 13], отличия в картинах распространения в расширяющихся областях [11, 12]. Утверждается, что эти свойства обусловлены изменением кинетики горения частиц алюминия при уменьшении их размера, связанным с переходом от диффузионного к кинетическому режиму горения [5, 8]. Усиление нерегулярности ячеек при увеличении энергии активации реакции горения отмечалось ранее в [7].

Ранее были установлены существенные отличия режимов ячеистой детонации в монодисперсных [14–17] и полидисперсных взвесах микроразмерных частиц алюминия [18–20]. Вырождение ячеистой детонации в бидисперсных взвесах сравнимых концентраций проявляется в ослаблении поперечных волн, снижении амплитуды пульсаций и пиковых давлений, спрямлении лидирующего фронта. Таким образом, получено качественное соответствие экс-

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610139-4).

периментам [6, 7] при сопоставлении монодисперсного и полидисперсного порошков. В предельных случаях в двумерных расчетах моделируется устойчивое распространение плоско-го фронта детонации Чепмена — Жуге (ЧЖ) [18, 19]. Свойства частичного или полного выгорания ячеистой детонации подтверждены теоретически в [18] методом акустического анализа течений за плоскими волнами (ЧЖ, пересжатыми или ослабляемыми) на основе подхода [21]. Основным фактором такого поведения является наличие сложной структуры течения в зоне совместного протекания процессов скоростной, тепловой и химической релаксации обеих фаз, препятствующей прохождению акустических возмущений из зоны горения к фронту. При этом не происходит зарождения вторичных поперечных волн на фронте и формирования регулярной ячеистой структуры.

Детонационное горение частиц субмикронного и наноразмерного диапазонов имеет свои особенности. Одна из них связана с тем, что области скоростной и тепловой релаксации сокращаются пропорционально  $d^{1.4} \div d^{1.8}$  [14], в то время как область горения сокращается со значительно меньшим показателем степени в этой зависимости:  $d^{0.3} \div d^{0.33}$  [5, 8]. Это приводит к тому, что детонационное горение наноразмерных взвесей протекает в равновесной по скорости и температуре смеси [8] и взаимодействие релаксационных процессов различных фракций слабо влияет на тепловыделение в зоне горения. Вторая особенность связана с более высокой энергией активации горения наноразмерных частиц [8], что обуславливает отмеченные выше свойства нерегулярности и интенсификации пульсаций ячеистой детонации монодисперсных взвесей. Эти факторы могут привести к тому, что и в полидисперсных взвесах свойства детонации наночастиц и микрочастиц будут существенно различаться.

Целью настоящей работы является исследование детонации в бидисперсных взвесах частиц алюминия субмикронного и нанометрового диапазонов. Методами численного моделирования двумерных течений при формировании и распространении детонации в плоском канале анализируется влияние размеров частиц и относительных массовых концентраций различных фракций на свойства и характеристики ячеистой детонации.

## 1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Физико-математическая модель детонации наноразмерных взвесей алюминия в кислороде, верифицированная по ряду известных экспериментальных данных и учитывающая особенности воспламенения, горения, а также зависимости скорости детонации от концентрации частиц, развита в [8]. Из данных экспериментов [5] определена энергия активации приведенной реакции горения алюминия, которая оказалась значительно выше принятой в модели описания микроразмерных частиц [14, 18], что обусловлено переходом от диффузионного режима горения, свойственного микроразмерным взвесям, к кинетическому режиму [5].

Основные уравнения выражают законы сохранения массы, импульса и энергии для каждой фазы и каждого компонента и представлены в [13] для монодисперсной взвеси. В бидисперсной взвеси взаимодействие каждой фракции с газом описывается идентично, взаимодействие частиц между собой не учитывается. Далее индекс 1 всюду относится к газу, 2 — к более крупной фракции частиц, а 3 — к более мелкой фракции частиц. Система замыкается уравнениями состояния и соотношениями для процессов массообмена между компонентами, обмена импульсами (силы сопротивления) и теплообмена между газом и частицами. В описании процессов тепловой и скоростной релаксации фаз учитываются эффекты свободно-молекулярного взаимодействия частиц с газом [5], что выражается в зависимости характерных времен релаксации от числа Кнудсена  $Kn$ . Силы сопротивления определяются с учетом поправочного коэффициента Каннингема [5], а для характерного времени теплообмена между газом и частицами субмикронных и нанометровых размеров принимается интерполяционная формула

$$\tau_T^{tr} = [(\log Kn + 2)\tau_T^{fm} + (1 - \log Kn)\tau_T^{cont}]/3,$$

где в континуальном режиме при  $Kn < 0.01$

$$\tau_T^{cont} = d^2 \rho_{22} c_v / 6 \lambda_1 Nu, \quad Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3},$$

а для свободномолекулярного режима при  $Kn > 10$

$$\tau_T^{fm} = \frac{d\rho_{22}c_{v2}}{6\alpha p} \sqrt{\frac{8\pi m_g T_1}{k_B}} \left( \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right), \quad (1)$$

$$\text{Kn} = \frac{RT_1}{\sqrt{2}\pi d_g^2 N_A p d}.$$

Здесь  $c_{v2}$  — теплоемкость частиц,  $m_g$ ,  $d_g$  — масса и диаметр молекулы газа,  $\text{Nu}$ ,  $\text{Pr}$ ,  $\text{Re}$  — числа Нуссельта, Прандтля, Рейнольдса,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $N_A$  — число Авогадро,  $\lambda_1$  — теплопроводность газа,  $k_B$  — константа Больцмана,  $\alpha = 0.4$  — accommodation coefficient,  $\rho_{22} = \rho_{33}$  — истинная плотность частиц.

Физико-математическая модель детонационного горения наноразмерных частиц алюминия представлена в [8] и основана на анализе известных эмпирических данных. Согласно приведенным в [5] экспериментальным результатам воспламенение нанометровых частиц даже в статических условиях происходит при температурах, близких к температуре плавления алюминия. Для условий за ударными волнами, соответствующих [8], принимается температурный критерий воспламенения  $T_{ign} = T_{melt} = 930$  К.

Горение наноразмерных частиц описывается в рамках приведенной кинетики, предложенной в [8], где также определены константы реакций.

Для условий стехиометрии формула имеет вид

$$\tau_\xi = \tau_*(d/d_*)^{0.3} \exp(E_a/RT_1)(p/p_*)^{-m}. \quad (2)$$

Значения констант в случае частиц размеров  $50 \leq d \leq 135$  нм принимаются соответственно определенным в [8]:  $d_* = 80$  нм,  $p_* = 8$  атм;  $E_a = E_{an} = 60$  кДж/моль,  $m = 0.5$ ,  $\tau_* = 0.25$  мкс. Для частиц микронного размера в [12] принята аналогичная формула с  $m = 0$ ,  $E_a = E_{am} = 32$  кДж/моль,  $d_* = 3.5$  мкм,  $\tau_* = 0.294$  мкс. Для субмикронных частиц  $135 \leq d \leq 1$  мкм принята следующая интерполяционная зависимость для  $m$  и  $E_a$ :

$$m = -0.25 \ln(d/d_*), \quad (3)$$

$$E_a = E_{am}[1 + 0.5 \ln(d/d_*)] - 0.5E_{an} \ln(d/d_*),$$

обеспечивающая при  $\tau_* = 0.2$  мкс,  $p_* = 17$  атм,  $d_* = 1$  мкм плавное сопряжение характеристик горения микронных и наноразмерных частиц.

Начально-краевая задача формулируется аналогично [13, 14] как ударно-волновое иницирование детонации. По плоскому каналу, заполненному предварительно перемешанной стехиометрической смесью частиц алюминия и кислорода, распространяется сильная ударная волна, которая взаимодействует с облаком реагирующих частиц и инициирует воспламенение частиц и их горение. В облаке формируется плоская детонационная волна, которая по мере распространения по каналу трансформируется в волну ячеистой детонации. Суммарная плотность частиц полагается соответствующей стехиометрии  $\rho_{20} + \rho_{30} = 1.34$  кг/м<sup>3</sup>. Состав дискретной фазы характеризуется параметром насыщенности  $\eta = \rho_{30}/(\rho_{20} + \rho_{30})$ , где  $\rho_{20}$ ,  $\rho_{30}$  — начальная плотность частиц мелкой и крупной фракций, параметр  $\eta$  варьировался в диапазоне  $0 \div 1$ . Отметим, что для каждой фракции значения энергии активации  $E_a$  и степенного показателя  $m$  в зависимости времени горения от давления различны и определяются по формуле (3).

Для численных расчетов применялась используемая ранее в [14, 18, 19, 9] схема Хартена TVD для газа и Джентри — Мартина — Дэйли для частиц. Шаг сетки менялся в зависимости от размера частиц для наилучшего разрешения зон релаксации. Тестирование метода проводилось также в [9], где выполнена серия расчетов на последовательности сеток и определено влияние поправок Каннингема и числа Кнудсена в процессах теплообмена нанодисперсных взвесей. В частности, установлено, что эффекты свободномолекулярного режима обтекания и теплообмена незначительны в детонации газозвзвесей дисперсностью от 300 нм.

## 2. КАРТИНЫ ТЕЧЕНИЯ ДЕТОНАЦИИ БИДИСПЕРСНЫХ ВЗВЕСЕЙ СУБМИКРОННЫХ И НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ

Детальное исследование ячеистой детонации в монодисперсных взвесах субмикронного и наноразмерного диапазона проведено в [9–11, 13]. Установлены существенные отличия течений ячеистой детонации нанодисперсных взвесей от аналогичных течений в взвесах микронных частиц. По мере развития возмущений на фронте происходит существенная перестройка поперечных волн с уменьшением их количества и увеличением размера ячеек. Траектории фронтов поперечных волн и

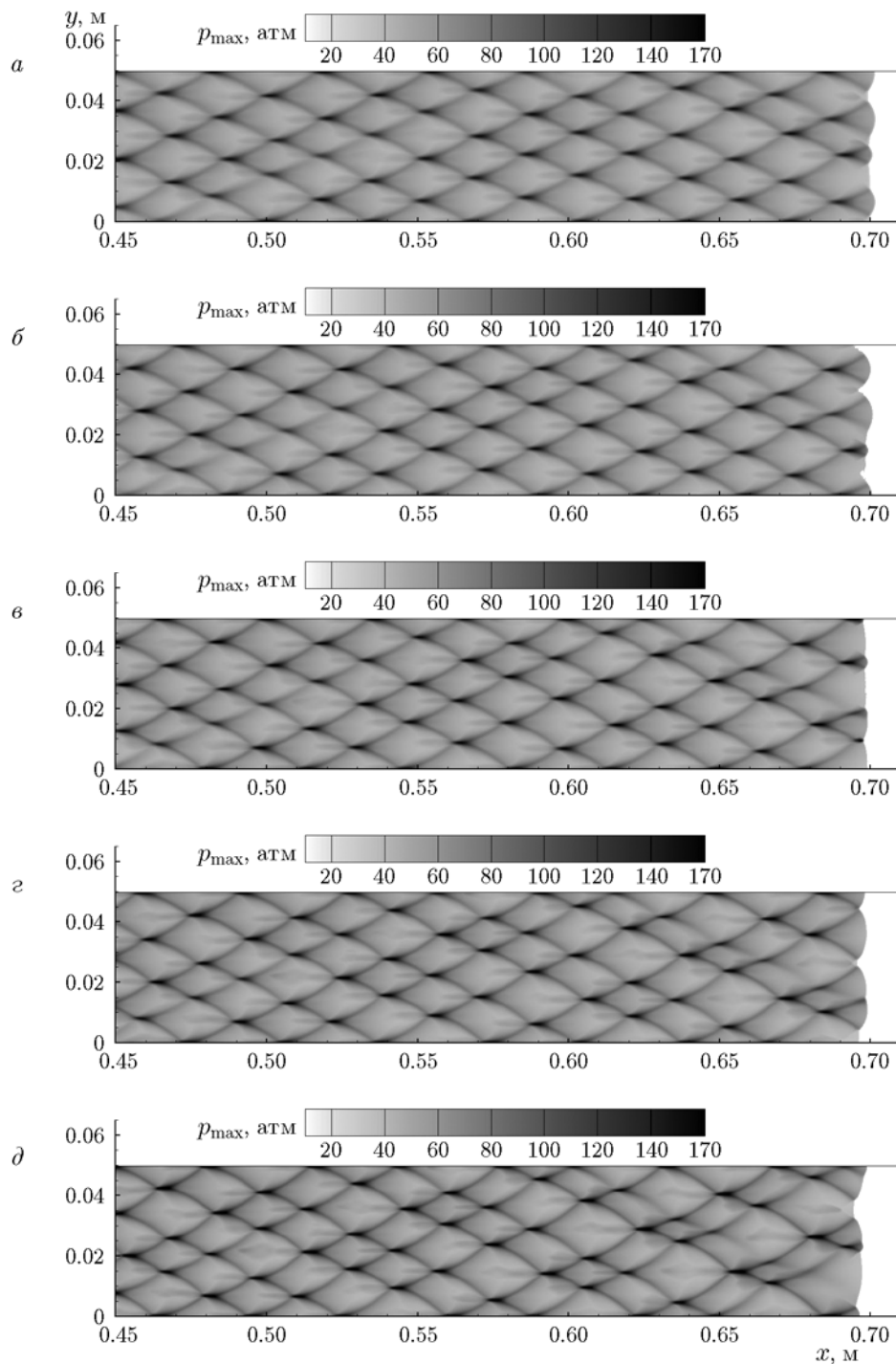


Рис. 1. Поля максимальных давлений в канале высотой  $H = 0.05$  м для смесей частиц размеров  $d_2 = 1$  мкм,  $d_3 = 500$  нм при  $\eta = 0$  (а), 0.3 (б), 0.5 (в), 0.7 (г), 1 (д)

траектории тройных точек в картинах истории максимального давления являются более искривленными, чем в микродисперсных взвесьях. По мгновенным картинам течения ячеистая детонация микро- и нанодисперсных взв-

сей характеризуется качественным сходством полей давления, плотности, вихревых структур и распределений температуры. Однако отмечено увеличение амплитуды колебаний гидродинамических параметров, в частности рост

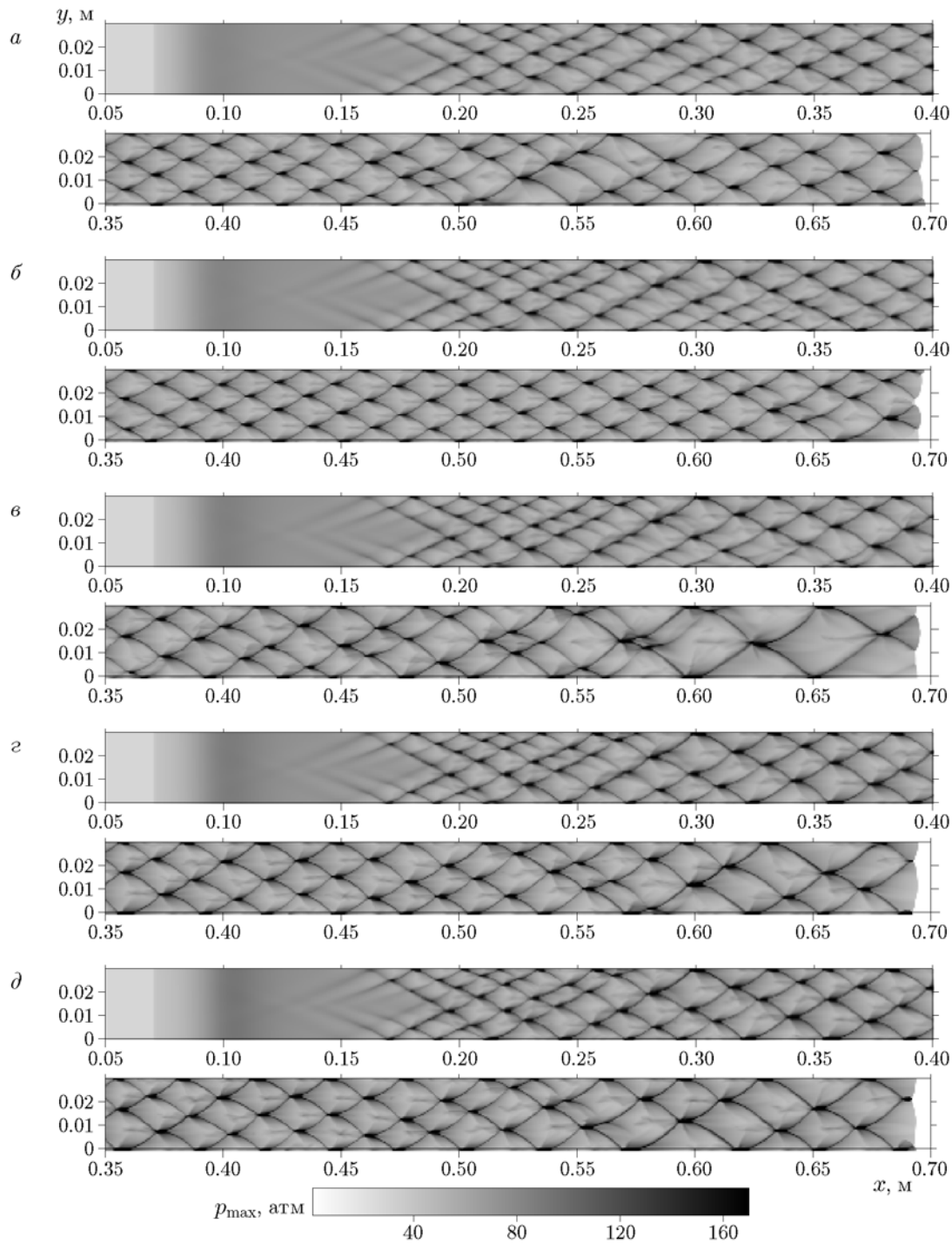


Рис. 2. Поля максимальных давлений в канале высотой  $H = 0.03$  м для смесей частиц размеров  $d_2 = 400$  нм,  $d_3 = 200$  нм при  $\eta = 0.1$  (а),  $0.3$  (б),  $0.5$  (в),  $0.7$  (г),  $0.9$  (д)

пиковых давлений. Также установлено изменение характера ячеистых структур от регулярных для микронных и субмикронных взвесей до нерегулярных в случае размеров частиц  $80 \div 200$  нм. Перечисленные свойства обуслов-

лены упомянутым выше изменением энергии активации при переходе к кинетическому режиму горения частиц с уменьшением их размера. Результаты расчетов распространения детонации в бидисперсных взвешах представлены на

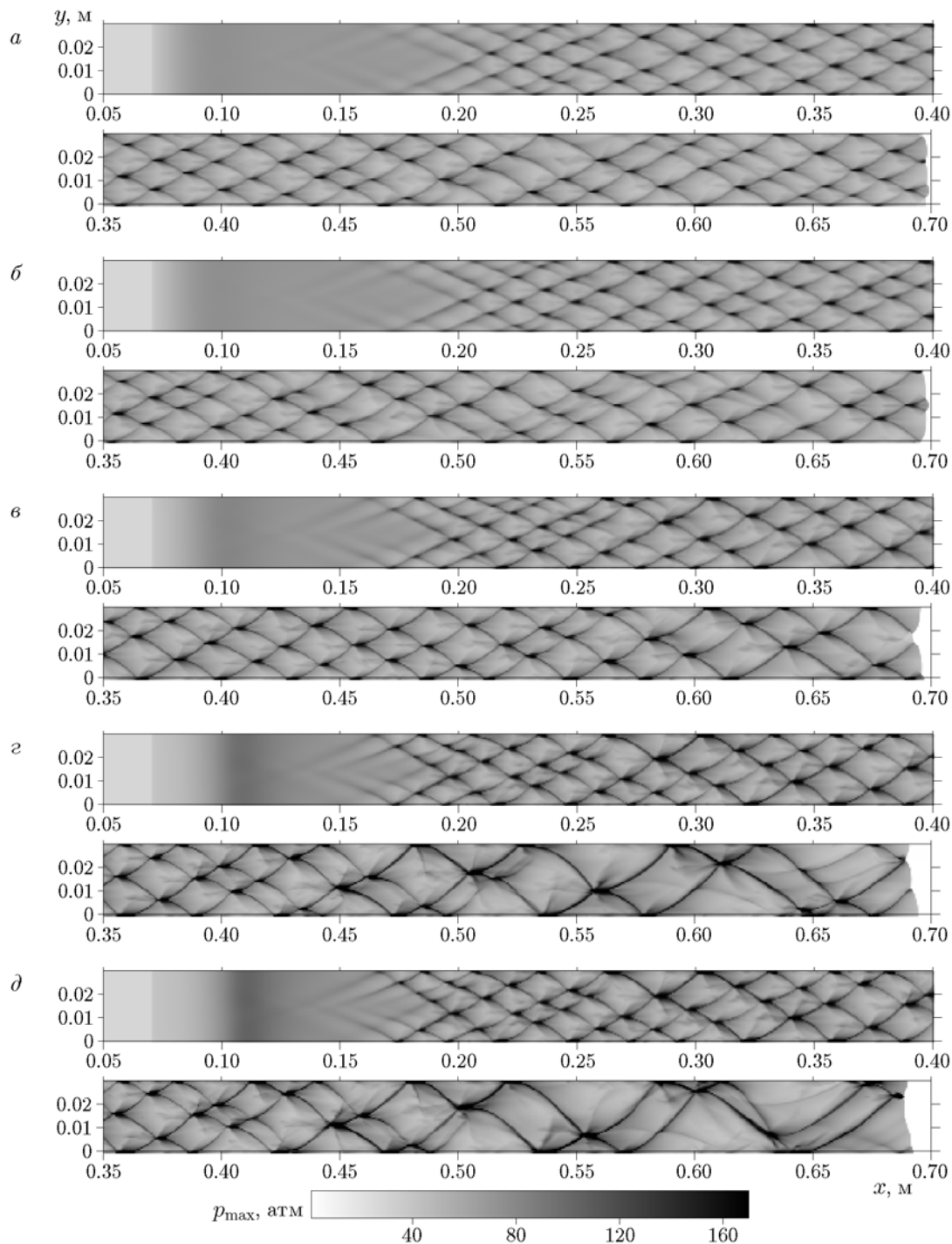


Рис. 3. Поля максимальных давлений в канале высотой  $H = 0.03$  м для смесей частиц размеров  $d_2 = 600$  нм,  $d_3 = 150$  нм при  $\eta = 0$  (а), 0.1 (б), 0.5 (в), 0.9 (г), 1 (д)

рис. 1–4 в виде картин истории максимального давления, показывающих траектории тройных точек.

На рис. 1 (все фрагменты представлены в единой цветовой шкале) показаны результаты

для смесей частиц размеров 1 мкм и 500 нм в канале высотой  $H = 5$  см. Здесь в монодисперсной взвеси микронных частиц при  $\eta = 0$  формируется регулярная и равномерная ячеистая структура с 3.5 ячейками на ширину кана-

ла. По мере увеличения доли субмикронных частиц происходит небольшое изменение характера регулярности ячеек. При  $\eta = 0.3$  (рис. 1, б) и  $\eta = 0.5$  (рис. 1, в) в конце рассматриваемого участка видна некоторая неравномерность ячеек. При  $\eta = 0.7$  (рис. 1, г) эта неравномерность усиливается, а при  $\eta = 1$  происходят нарушения регулярности ячейки и переход от структуры в 3.5 ячейки к структуре в  $3 \div 2.5$  ячейки на ширину канала (рис. 1, д). Максимальные давления в тройных точках в областях, представленных на рис. 1, составляют 168 атм при  $\eta = 0$ , 184 атм при  $\eta = 0.3$ , 199 атм при  $\eta = 0.5$ , 212 атм при  $\eta = 0.7$  и 232 атм в монодисперсной смеси с размером частиц 500 нм ( $\eta = 1$ ). Таким образом, во всем интервале параметра насыщенности  $\eta$  наблюдается монотонный рост пиковых давлений, что отличает субмикронные взвеси от бидисперсных взвесей микронных частиц, где наблюдался провал при средних значениях параметра  $\eta$  [18, 19].

В монодисперсных взвесах частиц размером до 200 нм ячеистая детонация характеризуется высокой степенью нерегулярности. В связи с этим параметр насыщенности оказывает очень сильное влияние на характер детонации бидисперсных взвесей. На рис. 2 представлены результаты для смесей с размером частиц 400 и 200 нм. Здесь при всех значениях  $\eta$  структуры слаборегулярные, но особенно заметно перестроение поперечных волн при  $\eta = 0.5$ , где из семи первоначально формирующихся поперечных волн на расстоянии 0.7 м остаются лишь две, формирующие одну несимметричную ячейку с тенденцией дальнейшего перестроения. Максимальные давления на фрагментах рис. 2, а–д соответствуют 292, 309, 386, 360 и 369 атм. Таким образом, здесь зависимость пикового давления от параметра насыщенности немонотонна, но характеризуется не провалом при средних значениях, а, напротив, даже значительным увеличением  $p_{\max}$  при  $\eta = 0.5$ .

На рис. 3 представлены аналогичные результаты для бидисперсных смесей с более различающимися размерами частиц: 150 и 600 нм. Видно, что в монодисперсной смеси частиц размером 600 нм формируется структура в 2.5 ячейки на ширину канала, хотя и неравномерная. При  $\eta = 0.1$  первоначальное число поперечных волн образуется так же, как и при  $\eta = 0$ , однако в дальнейшем происходит их перестроение, и к расстоянию  $x = 0.7$  м детонация

выходит на структуру в две ячейки на ширину канала. При  $\eta = 0.5$  на этом интервале перестройка поперечных волн формирует полторы неравномерных ячейки (три поперечные волны), а при  $\eta = 0.9$  и в монодисперсной взвеси с размером частиц 150 нм ячеистая детонация становится нерегулярной. Пиковые давления в тройных точках здесь возрастают монотонно от 230 атм при размере частиц 600 нм до 600 атм при размере 150 нм.

Соответствующие рис. 1–3 зависимости максимального давления при столкновении тройных точек от параметра насыщенности (доли более мелких частиц в взвеси) представлены на рис. 4. Ни в одном случае не наблюдалось провала в области средних значений, как это имело место в бидисперсных взвесах микронных частиц [18, 19].

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НА ОСНОВЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ БАРТЕЛЯ

Акустический анализ по методике [21] позволил дать объяснение эффектам, полученным при численном моделировании ячеистой детонации микроразмерных монодисперсных и бидисперсных взвесей в [14, 18, 19]. Согласно [21] расстояние между поперечными волнами ячеистой детонации можно приближенно оценить следующим образом. Как известно, в силу аррениусовского закона химических реакций, протекающих за фронтом детонации, поверхность фронта лидирующей ударной волны неустойчива относительно локальных возмущений. Если имеется единичное локальное возмущение на плоском фронте (первичная слабая поперечная волна), оно порождает цилиндрическую акустическую волну, которая, проходя по неоднородному полю течения за фронтом, трансформируется и частично возвращается на фронт, порождая вторичные поперечные волны. Расстояние между первичным возмущением и пришедшим на фронт вторичным рассчитывается из решения задачи о распространении акустических возмущений в структуре плоской волны детонации, которая сводится к определению интеграла

$$\lambda_{ac} = 4 \int_{x_1}^{x_2} c_f [\sigma_*^2 - (c_f^2 - u_1^2)]^{-0.5} dx.$$

Здесь  $c_f$  — замороженная скорость звука,  $u_1$  — продольная скорость газа в системе, связанной

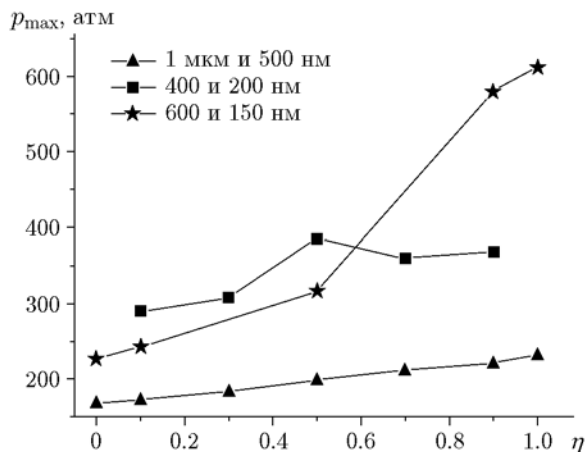


Рис. 4. Сравнение максимальных давлений в смесях частиц различных размеров

с фронтом,  $\sigma_*$  — константа, которая определяется из условия минимального времени прохождения сигнала  $t_{ac}(\sigma_*) = \min_{\sigma} t(\sigma)$ , где

$$t(\sigma) = 2 \int_{x_1}^{x_2} c_f \sigma (c_f^2 - u_1^2)^{-1} [\sigma^2 - (c_f^2 - u_1^2)]^{-0.5} dx.$$

Пределы интегрирования следующие:  $x_1$  — положение фронта замороженной ударной волны,  $x_2$  — точка, в которой  $\sigma_*^2 = (c_f^2 - u_1^2)$ . Как видно из формул, определяющей характеристикой является функция  $c_f^2 - u_1^2$ . В монодисперсной взвеси эта функция имеет два локальных максимума, на каждом из которых,  $\sigma_* = \sigma_{\max 1}$  или  $\sigma_* = \sigma_{\max 2}$ , интегралы расходятся. В промежутке существует значение  $\sigma_*$ , при котором достигается минимум интеграла времени и которое определяет расстояние между поперечными волнами. Можно отметить, что существуют и другие методы акустического анализа. Например, в [22] оценка расстояния между поперечными волнами газовой детонации получена на основе сравнения коэффициентов роста различных мод и определения максимального роста возмущений.

Понятно, что акустические подходы справедливы для анализа слабых возмущений на фронте плоской детонации, т. е. на начальной стадии формирования поперечных волн в задаче инициирования. В гетерогенной смеси микроразмерных частиц в силу влияния диффузионного режима горения алюминия развитые ячеистые структуры регулярны [14–17], при этом «акустический» размер ячейки неплохо

согласуется с данными численного моделирования ячеистой детонации [14].

В бидисперсных смесях микронных частиц наложение зон тепловой и скоростной релаксации более крупной фракции на зону горения мелкой фракции приводит к видоизменению функции  $c_f^2 - u_1^2$  таким образом, что либо вместо двух максимумов существует один, либо первый максимум становится выше второго [18]. Минимальный интеграл времени при этом не определяется. Физически это означает, что возмущения либо размазаны по фронту, либо вообще фронта не достигают, соответственно, новые поперечные волны не образуются. Это проявляется в численном моделировании отсутствием ячеек [18, 19].

В газозвесах наноразмерных частиц протяженность зон скоростной и тепловой релаксации значительно меньше, чем зоны горения, убывающей с уменьшением размера частиц по закону  $d^{0.3}$ , поэтому взаимодействие этих процессов здесь происходит иначе, чем в микрораз-

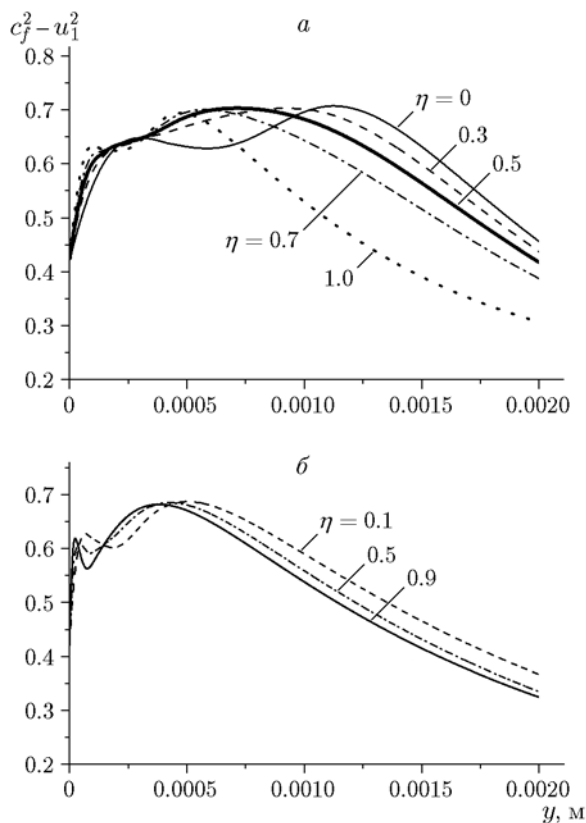


Рис. 5. Поведение характеристических функций в двухфракционных смесях:

*a* —  $d_2 = 1$  мкм,  $d_3 = 500$  нм; *b* —  $d_2 = 400$  нм,  $d_3 = 200$  нм



мерных взвесах. Соответствующие распределения характеристической функции для плоской волны ЧЖ в двухфракционных смесях частиц субмикронного и нанометрового диапазонов представлены на рис. 5. Здесь  $y$  — координата в системе, связанной с фронтом. На рис. 5,а для бидисперсной смеси с размером частиц 1 мкм и 500 нм представлены профили характеристической функции при  $\eta = 0.3, 0.5, 0.7$ , а также для монодисперсных смесей при  $\eta = 1$  (500 нм) и  $\eta = 0$  (1 мкм). Как видно, для всех случаев в области течения за ударной волной имеется две точки максимума характеристической функции, причем значения второго максимума всегда больше. Это свидетельствует о наличии минимума интеграла времени и существовании точек зарождения вторичных поперечных волн. Хотя при  $\eta = 0.5$  кривая является сглаженной, тем не менее минимум интеграла времени существует, соответственно, расстояние между поперечными волнами определяется. Отсутствие какого-либо ослабления поперечных волн в смеси с размером частиц 1 мкм и 500 нм подтверждается результатами численного моделирования процесса развития и распространения ячеистой детонации (см. рис. 1).

В бидисперсных смесях частиц наноразмерного диапазона (400 и 200 нм) профили характеристических функций также имеют два пика, и во всех случаях также второй пик выше первого (рис. 5,б). Следовательно, поперечные волны всегда образуются, вырождения детонации не происходит, что подтверждено картинками ячеистой детонации (см. рис. 2). Можно отметить влияние параметра насыщенности на местоположение первого и второго пиков. С увеличением доли более мелких частиц зона горения сокращается (согласно закону  $d^{0.3}$ ), соответственно, максимум тепловыделения смещается к фронту замороженной ударной волны. Что касается первого пика, то заметное его приближение к фронту замороженной ударной волны при  $\eta = 0.9$  обусловлено сокращением зон скоростной и тепловой релаксации смеси с преобладанием более мелких частиц.

Таким образом, поведение характеристических функций указывает на существование условий для зарождения вторичных поперечных волн на фронте и развития ячеистой детонации. Для всех рассмотренных взвесей субмикронных и наноразмерных частиц эти условия выполняются, что и подтверждается в численном моделировании ячеистой детонации.

Однако, в отличие от микродисперсного алюминия, в нанометровом диапазоне размеров частиц «акустический» размер ячейки, определенный по структурам ЧЖ, не соотносится с расстоянием между поперечными волнами в численном моделировании. Причиной этого является переход к кинетическому режиму горения (с увеличением энергии активации приведенной кинетики). Ячеистая детонация нанодисперсного алюминия характеризуется нерегулярностью, а структуры течения в значительной степени отличны от структур ЧЖ, аналогично газовой детонации.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методами численного моделирования двумерных течений в рамках механики гетерогенных сред и акустического анализа исследуется ячеистая детонация в двухфракционных взвесах субмикронных и нанонаноразмерных частиц алюминия стехиометрического состава в кислороде.

1. Установлено, что вырождение ячеистой детонации, свойственное некоторым бидисперсным взвесам микроразмерных частиц, не происходит. Для всех рассматриваемых смесей и значений параметра насыщенности наблюдается формирование поперечных волн и развитие ячеистой детонации.

2. Максимальное давление ячеистой детонации возрастает с уменьшением размера частиц в монодисперсных взвесах и с увеличением доли более мелких частиц в бидисперсных взвесах, что связано с переходом от диффузионного режима горения частиц алюминия к кинетическому.

3. Результаты численного моделирования подтверждаются результатами акустического анализа детонационных течений по методике [21]. Рассмотрение характеристических функций позволяет подтвердить наличие и возможность развития поперечных волн, однако, в отличие от микродисперсных взвесей, не позволяет достоверно оценить размер детонационной ячейки в силу нерегулярности ячеистой детонации нанодисперсных взвесей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Sabourin J. L., Yetter R. A.** Effect of nanoaluminum and fumed silica particles on deflagration and detonation of nitromethane // *Propell., Explos. Pyrotech.* — 2009. — V. 34. — P. 385–393.

2. **Li Q., Lin B., Li W., Zhai Ch., Zhu Ch.** Explosion characteristics of nano-aluminum powder-air mixtures in 20 L spherical vessels // Powder Technol. — 2011. — V. 212. — P. 303–309.
3. **Wu H.-Ch., Ou H.-J., Hsiao H.-Ch., Shih T.-Sh.** Explosion characteristics of aluminum nanopowders // Aerosol Air Qual. Res. — 2010. — V. 10. — P. 38–42.
4. **Liu X., Zhang Q.** Influence of turbulent flow on the explosion parameters of micro- and nano-aluminum powder-air mixtures // J. Hazard. Mater. — 2015. — V. 299. — P. 603–617.
5. **Сандарам Д., Янг В., Зарко В. Е.** Горение наночастиц алюминия (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 37–63.
6. **Zhang F., Murray S. B., Gerrard R. B.** Aluminum particle-air detonation at elevated pressures // Shock Waves. — 2006. — V. 15. — P. 313–324.
7. **Zhang F., Gerrard R. B., Ripley R. C.** Reaction mechanism of aluminum-particle-air detonation // J. Propul. Power. — 2009. — V. 25. — P. 845–858.
8. **Хмель Т. А., Федоров А. В.** Моделирование плоских волн детонации в газозвеси наноразмерных частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 2. — С. 71–81.
9. **Khmel T. A.** Cellular detonations in nano-sized aluminum particle gas suspensions // J. Phys.: Conf. Ser. — 2017. — V. 894, N 1. — 012102.
10. **Khmel T. A.** On explosive detonation loads of aluminum powders // AIP Conf. Proc.: 15th All-Russian Seminar on Dynamics of Multiphase Media (DMM 2017), Novosibirsk, Russia, 3–5 Oct., 2017. — 2018. — V. 1939, N 1. — 020021.
11. **Khmel T. A., Lavruk S. A.** Modeling the detonation propagation in nanodisperse mixture of aluminum particles in channels with expansion // J. Phys.: Conf. Ser. — 2018. — V. 1128, N 1. — 012079.
12. **Федоров А. В., Хмель Т. А., Лаврук С. А.** Выход волны гетерогенной детонации в канал с линейным расширением. II. Критические условия распространения // Физика горения и взрыва. — 2018. — Т. 54, № 1. — С. 81–90.
13. **Хмель Т. А.** Моделирование ячеистой детонации в газозвесах субмикронных и наноразмерных частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 5. — С. 73–82.
14. **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.
15. **Benkiewicz K., Hayashi A. K.** Two-dimensional numerical simulations of multi-headed detonations in oxygen-aluminum mixtures using an adaptive mesh refinement // Shock Waves. — 2003. — V. 13. — P. 385–402.
16. **Veysiére B., Khasainov B. A., Briand A.** Investigation of detonation initiation in aluminum suspensions // Shock Waves. — 2008. — V. 18. — P. 307–315.
17. **Briand A., Veysiére B., Khasainov B. A.** Modelling of detonation cellular structure in aluminum suspensions // Shock Waves. — 2010. — V. 20. — P. 521–529.
18. **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.
19. **Fedorov A. V., Khmel T. A.** Cellular detonations in bidispersed gas-particle mixtures // Shock Waves. — 2008. — V. 18, N 4. — P. 277–280.
20. **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.
21. **Barthel H. O.** Predicted spacings in hydrogen-oxygen-argon detonations // Phys. Fluids. — 1974. — V. 17, N 8. — P. 1547–1553.
22. **Кудрявцев А. Н., Борисов С. П.** Устойчивость детонационных волн, распространяющихся в плоских и прямоугольных каналах // Физика горения и взрыва. — 2020. — Т. 56, № 1. — С. 105–113.

*Поступила в редакцию 22.02.2019.*

*После доработки 27.03.2019.*

*Принята к публикации 17.04.2019.*