

УДК 532.529+532.5:544.3

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В ЗАПЫЛЕННЫХ СРЕДАХ ПРИ УЧЕТЕ МЕЖЧАСТИЧНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Т. А. Хмель, А. В. Фёдоров

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

Методами численного моделирования исследованы ударно-волновые и детонационные течения в двухфазной среде газ — несжимаемые частицы с учетом хаотического движения и столкновения частиц. В задаче о взаимодействии плоской ударной волны с облаком частиц получены стационарные решения, отвечающие двум предсказанным нами ранее типам волн. Определено влияние параметров смеси на соответствующие решения. В задаче о распространении ячеистой гетерогенной детонации в смеси реагирующих частиц, окислителя и инертного компонента установлено, что структура детонационного течения и размер ячейки в столкновительной смеси сохраняются. Однако в результате столкновения частиц происходит размазывание (дисперсия) возникающих слоев и структур инертной фазы, формирующихся в дальней зоне ячеистой детонации.

Ключевые слова: газовзвеси, гранулированные среды, ударные волны, детонация, численное моделирование.

### ВВЕДЕНИЕ

Теоретические исследования ударно-волновых и детонационных процессов в пылевзвесах проводятся, как правило, в приближении малых объемных концентраций и без учета межчастичных взаимодействий [1, 2]. Взрывные процессы в плотных средах (конденсированных материалах, порошковых средах) моделируются с учетом процессов компактирования и изменения структуры материала частиц [3–5]. Для промежуточного класса насыщенных газовзвесей, характеризующихся взаимодействием частиц без их разрушения или компактирования, частицы можно считать несжимаемыми. Однако ввиду значительных объемных концентраций необходимо учитывать эффекты, связанные с влиянием сил Архимеда и столкновением частиц между собой [6–8]. В [9] представлена и проанализирована с позиции применимости к ударно-волновым процессам модель двухфазной среды газ — частицы с интегральным описанием столкновений неэластичных шероховатых частиц. В модель введены понятия энергии хаотического движения частиц и столкновительного давления, которые

определены на основе известных молекулярно-кинетических представлений по аналогии с теорией гранулированных материалов [6], но с учетом потерь за счет неупругости столкновений. Модель [9] согласована с данными экспериментов [10] по зависимости равновесной скорости звука при разлете газовзвеси от размера частиц и давления в камере. В [9] получены также условия для параметров на ударных волнах (УВ), из которых следует возможность существования двух типов структур со скачками параметров течения двухфазной среды.

В настоящей работе представлены некоторые результаты численного моделирования нестационарных течений столкновительной двухфазной среды при умеренной загрузке частиц. Рассмотрена задача о взаимодействии плоской УВ в газе с облаком частиц, которая подтвердила возможность формирования и устойчивого распространения плоских стационарных волн двух типов, определенных в [9] в классе бегущих волн. Проведен анализ влияния параметров, характеризующих столкновение частиц (параметров реституции и шероховатости), на типы УВ. В задаче о распространении гетерогенной ячеистой детонации в газовзвеси частиц алюминия с добавкой инертных частиц, исследованной в [11] в рамках бесстолкновительной модели [2], анали-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 13-08-00110).

зируется влияние межчастичных столкновений инертного дискретного компонента на структуру детонационных течений.

### 1. ОПИСАНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКИ СМЕСЕЙ ГАЗА И ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ

Уравнения Эйлера следуют из законов сохранения массы, импульса и энергии каждого компонента двухфазной смеси газ — частицы. Двумерные течения двухфракционной взвеси частиц в газе в декартовых координатах  $(x, y)$  описываются уравнениями [9, 12]

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{\Gamma}, \quad (1)$$

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} \mathbf{W}_1 \\ \mathbf{W}_2 \\ \mathbf{W}_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \mathbf{F}_1 \\ \mathbf{F}_2 \\ \mathbf{F}_3 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_1 \\ \mathbf{G}_2 \\ \mathbf{G}_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} -\tilde{\Gamma}_2 - \Gamma_3 \\ \Gamma_2 \\ \Gamma_3 \end{pmatrix}.$$

Индексами обозначены: 1 — газовая (несущая) фаза, 2 — инертный дискретный компонент, 3 — реагирующий дискретный компонент. Для газовой фазы

$$\mathbf{W}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_1 u_1 \\ \rho_1 v_1 \\ \rho_1 E_1 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 u_1 \\ m_1 p_1 + \rho_1 u_1^2 \\ \rho_1 u_1 v_1 \\ \rho_1 u_1 E_1 + m_1 p_1 u_1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\mathbf{G}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 v_1 \\ \rho_1 u_1 v_1 \\ m_1 p_1 + \rho_1 v_1^2 \\ \rho_1 v_1 E_1 + m_1 p_1 v_1 \end{pmatrix}.$$

Для дискретных компонентов

$$\mathbf{W}_2 = \begin{pmatrix} \rho_2 \\ \rho_2 u_2 \\ \rho_2 v_2 \\ \rho_2 E_2 \\ \rho_2 E_c \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_2 = \begin{pmatrix} \rho_2 u_2 \\ \rho_2 u_2^2 + m_2 p_2 \\ \rho_2 u_2 v_2 \\ \rho_2 u_2 E_2 + m_2 u_2 p_2 \\ \rho_2 u_2 E_c + \eta m_2 u_2 p_2 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G}_2 = \begin{pmatrix} \rho_2 v_2 \\ \rho_2 u_2 v_2 \\ \rho_2 v_2^2 + m_2 p_2 \\ \rho_2 v_2 E_2 + m_2 v_2 p_2 \\ \rho_2 v_2 E_c + \eta m_2 v_2 p_2 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathbf{W}_3 = \begin{pmatrix} \rho_3 \\ \rho_3 u_3 \\ \rho_3 v_3 \\ \rho_3 E_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_3 = \begin{pmatrix} \rho_3 u_3 \\ \rho_3 u_3^2 + m_3 p_1 \\ \rho_3 u_3 v_3 \\ \rho_3 u_3 E_3 + m_3 u_3 p_1 \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{G}_3 = \begin{pmatrix} \rho_3 v_3 \\ \rho_3 u_3 v_3 \\ \rho_3 v_3^2 + m_3 p_1 \\ \rho_3 v_3 E_3 + m_3 v_3 p_1 \end{pmatrix}.$$

Правые части определяются следующим образом:

$$\mathbf{\Gamma}_2 = \begin{pmatrix} \tilde{\Gamma}_2 \\ \eta p_1 \left( \frac{\partial u_2 m_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2 m_2}{\partial y} \right) - \\ - I_0 + \eta (f_{2x} u_2 + f_{2y} v_2) \end{pmatrix},$$

$$\tilde{\Gamma}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ p_1 \frac{\partial m_2}{\partial x} + f_{2x} \\ p_1 \frac{\partial m_2}{\partial y} + f_{2y} \\ q_2 + f_{2x} u_2 + f_{2y} v_2 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{\Gamma}_3 = \begin{pmatrix} -J \\ p_1 \frac{\partial m_3}{\partial x} - J u_3 + f_{3x} \\ p_1 \frac{\partial m_3}{\partial y} - J v_3 + f_{3y} \\ q_3 + f_{3x} u_3 + f_{3y} v_3 - J E_3 \end{pmatrix}.$$

Уравнения состояния принимаются соответственно работе [9]:

$$\begin{aligned}
 p_1 &= \rho_{11}RT_1, \quad m_2p_2 = m_2p_1 + p_c, \\
 p_c &= 0.5\alpha_t[1 + 2(1 + \varepsilon)m_2g(m_2)]\rho_2e_c, \\
 g(m_2) &= [1 - (m_2/m_*)^{4m_*/3}]^{-1}, \\
 E_1 &= c_{v1}T_1 + u_1^2/2, \\
 E_2 &= e_c + c_2T_2 + 0.5(u_2^2 + v_2^2), \\
 E_3 &= c_3T_3 + 0.5(u_3^2 + v_3^2) + Q, \\
 E_c &= e_c + \eta u_2^2/2.
 \end{aligned} \tag{6}$$

В (1)–(6)  $\rho$ ,  $p$ ,  $m$  — соответственно средняя плотность, давление и объемная концентрация компонента,  $m_*$  — предельная объемная концентрация частиц в состоянии плотной упаковки,  $\rho_i = \rho_{ii}m_i$ ,  $\rho_{ii} = \text{const}$  — собственная (истинная) плотность,  $E$  — полная энергия,  $E_c$  — «компенсированная» полная энергия хаотического движения частиц [9],  $e_c = 0.5w^2$  — энергия хаотического движения частиц ( $w$  — средняя скорость пульсаций),  $u$ ,  $v$  — компоненты скорости,  $f$  — объемные силы межфазного взаимодействия,  $J$ ,  $q$  — массообмен и теплообмен между фазами,  $\alpha_t$  — константа, определяемая коэффициентами формы, шероховатости, релаксации,  $c_{v1}$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  — теплоемкости газа и дискретных компонентов,  $Q$  — удельная теплота химических реакций. Параметр  $\eta$  отражает степень неидеальности столкновений и определяется свойствами материала сталкивающихся частиц: коэффициентом релаксации  $\varepsilon$  и параметром шероховатости  $\beta$ . Величина  $I_0$  выражает диссипацию энергии хаотического движения при столкновениях:

$$I_0 = \frac{6}{\pi d^2} C_0 \rho_2 m_2 g(m_2) (e_c^{3/2} - e_{c0}^{3/2})$$

( $d$  — диаметр частиц).

Зависимости констант  $\alpha_t$ ,  $\eta$  и  $C_0$  от  $\varepsilon$  и  $\beta$  для сферических частиц представлены в [9], параметр  $e_{c0}$  определяет начальный уровень хаотизации движения частиц.

Правые части (5) содержат дифференциальные члены, связанные с влиянием объема частиц (часть сил Архимеда) [9]. Замыкающие соотношения с учетом того, что в рассматриваемых задачах концентрация дискретной фазы

далека от состояния плотной среды, принимаются в виде

$$\begin{aligned}
 f_i &= \frac{3m_i\rho_{11}}{4d_i} C_{D,i}(\text{Re}_i, \text{Mi}_i) |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_i| (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_i), \\
 q_i &= \frac{6m_i\lambda_1}{d_i^2} \text{Nu}_i (T_1 - T_i), \\
 \text{Nu}_i &= 2 + 0.6\text{Re}_i^{1/2} \text{Pr}^{1/3}, \quad \text{Re}_i = \frac{\rho_{11}d_i |\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_i|}{\mu}, \\
 \text{Mi}_i &= \frac{|\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_i| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p_1}}, \quad i = 2, 3.
 \end{aligned} \tag{7}$$

Здесь  $C_D$  — коэффициент сопротивления частиц,  $\lambda_1$  — теплопроводность газа,  $\text{Re}$ ,  $\text{Nu}$ ,  $\text{Pr}$  — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля,  $\mu$  — вязкость газа,  $\gamma_1$  — показатель адиабаты газа.

Численное интегрирование системы уравнений (1)–(7) проводилось на основе технологии, включающей применение схемы класса TVD для газа и схемы Джентри — Мартина — Дэйли для частиц [2, 12]. Метод применялся нами ранее для аналогичных задач [2, 11, 13]. Здесь схема Джентри — Мартина — Дэйли модифицирована введением членов, связанных с хаотическим давлением, энергией столкновений, а также членов вида  $p_1 \partial m_2 / \partial x$  и  $p_1 \partial u_2 m_2 / \partial x$ , которые аппроксимировались аналогично дивергентным членам уравнений.

## 2. ФОРМИРОВАНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Рассматривается плоский канал, частично заполненный газом. Остальную достаточно протяженную его часть занимает газовзвесь инертных частиц (массовой концентрации  $\xi_0$ ). Начальное состояние взвеси может характеризоваться как нулевым, так и ненулевым значением энергии хаотического движения частиц  $e_{c0} \geq 0$  ( $e_{c0} < 0.05 \text{ м}^2/\text{мс}^2$  при дозвуковых пульсациях).

Пусть по газу распространяется стационарная плоская УВ с числом Маха  $\text{M}_0$ , которая, взаимодействуя с облаком частиц, формирует в облаке некоторую ударно-волновую структуру (одномерный аналог задачи, рассмотренной в [13] для бесстолкновительной двухфазной смеси). Рассмотрим сценарии формирования и проанализируем особенности ударно-волновых

структур в облаке при учете возможности развития хаотического движения и столкновений частиц. Расчеты проведены для параметров частиц глинозема (оксида алюминия) в кислороде; параметры  $\eta$  и  $C_0$  варьировались.

### Сценарии формирования волн типа I и II

Как было установлено в [9], в столкновительной взвеси возможны два типа скачков: с разрывом в газовой фазе и непрерывным распределением параметров в фазе частиц (волны типа I); с разрывом в дискретной фазе и сопутствующим скачком малой амплитуды в газе, определяемым изменением объемных концентраций частиц и газа (волны типа II). На рис. 1 показаны типичные сценарии формирования стационарных ударных волн первого и второго типов (здесь столкновения считались идеальными:  $\eta = 1$ ,  $C_0 = 0$ ). При умеренных амплитудах УВ и массовых концентрациях  $\xi_0$  частиц формируются волны типа I (замороженно-дисперсионные), аналогичные волнам в бесстолкновительной модели механики (рис. 1, *a*). Вошедшая в облако ударная волна приводит частицы в движение, и обра-

зующиеся потоки газа увлекают их за собой. Формируется расширяющаяся зона равновесного состояния (в котором скорости газа и частиц совпадают) от фронта до края облака частиц. Равенство плотностей в равновесном состоянии в данном варианте обусловлено выбором начального значения  $\xi_0 = 0.5$ . В области  $x < 3$  м можно наблюдать поведение отраженной от облака УВ в газе (сплошные линии).

Сценарий формирования волны типа II реализуется при более высоких значениях  $\xi_0$ ,  $M_0$  или  $e_{c0}$  (рис. 1, *б*) и происходит в два этапа. На первом этапе формируется структура, подобная волне типа I (рис. 1, *б*, рис. 2,  $x < 3$  м). Затем по мере усиления хаотического движения частиц в плотном слое за фронтом и роста числа столкновений формируется скачок в фазе частиц, который отрывается от сформированной ударно-волновой структуры и распространяется с более высокой скоростью (предвестник). Этот скачок также сопровождается ростом плотности и давления в газовой фазе, но меньшей амплитуды, чем в исходной волне типа I. Такая структура соответствует наблюдаемому в экспериментах волнам с предвестником в насыпных средах (см., например, [14]). При-  
мыкающая к краю облака область повышенной

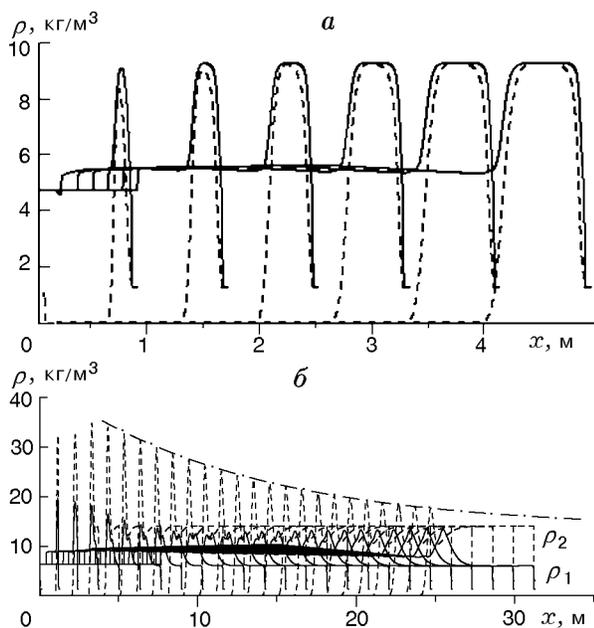


Рис. 1. Формирование волн различного типа в столкновительной газовой взвеси ( $d = 10$  мкм),  $\Delta t = 1$  мс:

*a* — тип I,  $M_0 = 3$ ,  $\xi_0 = 0.5$ ; *б* — тип II,  $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.7$ ; сплошные линии — плотность газа, штриховые — частиц

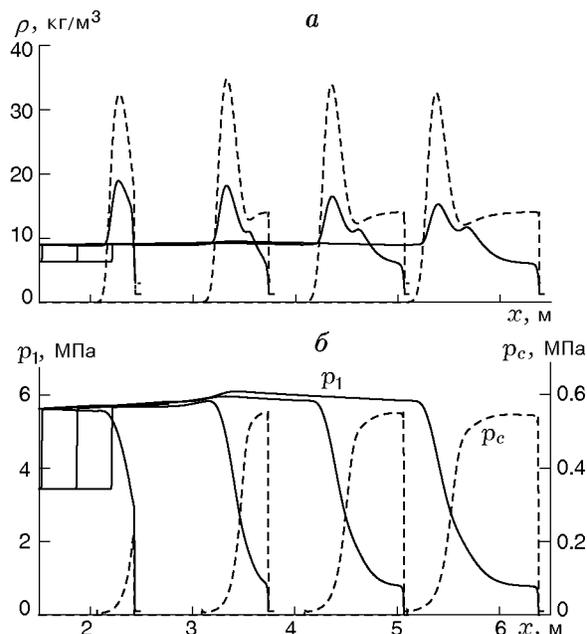


Рис. 2. Начальная стадия формирования волн типа II:

$M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.7$ ; сплошные линии — параметры газа, штриховые — частиц

плотности по мере распространения разрушается: видно быстрое уменьшение плотности газа и преобразование профиля с одной точкой максимума в двугорбый профиль, что, однако, слабо сказывается на распределении давления газа (рис. 2,а). Максимальная плотность частиц в этом слое также убывает и асимптотически стремится к значению равновесного состояния за волной типа II (штрихпунктирная огибающая линия на рис. 1,б). На рис. 2,б прослеживается скачкообразный рост хаотического давления, сопровождающийся ростом давления в газе.

### Стационарные структуры волн типа I и II

Структуры стационарно распространяющихся волн показаны на рис. 3 и 4, значками отмечены узлы расчетной сетки. Штрихпунктирной линией нанесена замороженная скорость звука в частицах  $c_p = \sqrt{\gamma_2 p_c / \rho_2}$  (формула для  $\gamma_2(m_2)$  приведена в [9]).

Профили на рис. 3 ( $d = 10$  мкм,  $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.5$ ) наглядно демонстрируют наличие скачка в параметрах газа и плавное изменение параметров частиц в зоне релаксации дискретной фазы (волны типа I). Рис. 3,а соответствует случаю  $e_{c0} = 0$ . Здесь за скачком хаотическое движение частиц слабое,  $c_p$  и, соответственно,  $p_c$ ,  $e_c$  принимают ненулевые значения лишь в окрестности скачка и очень малы, такой режим обозначим I0.

При  $e_{c0} = 0.01$  м<sup>2</sup>/мс<sup>2</sup> формируется волна такого же типа, но с генерацией хаотического движения в зоне релаксации (рис. 3,б). В этом случае величины  $c_p$ ,  $p_c$ ,  $e_c$  растут за скачком и выходят на установившееся значение. По остальным параметрам частиц и газа структуры волн на рис. 3,а и 3,б почти совпадают, также совпадают скорости их распространения. Отметим, что в данном случае (идеальные столкновения) потери энергии и импульса не наблюдаются даже при значительной степени хаотизации движения частиц.

Пример структуры волны типа II представлен на рис. 4 ( $d = 20$  мкм,  $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.7$ ,  $e_{c0} = 0.01$  м<sup>2</sup>/мс<sup>2</sup>). Лидирующий скачок в фазе частиц выявляется как на профилях параметров, характеризующих хаотическое движение частиц (рис. 4,а), так и на профилях скорости частиц (ср. рис. 4,б и рис. 3,б). Отметим, что профили температуры показывают, однако, первичный ее рост в газовой фазе, за ко-

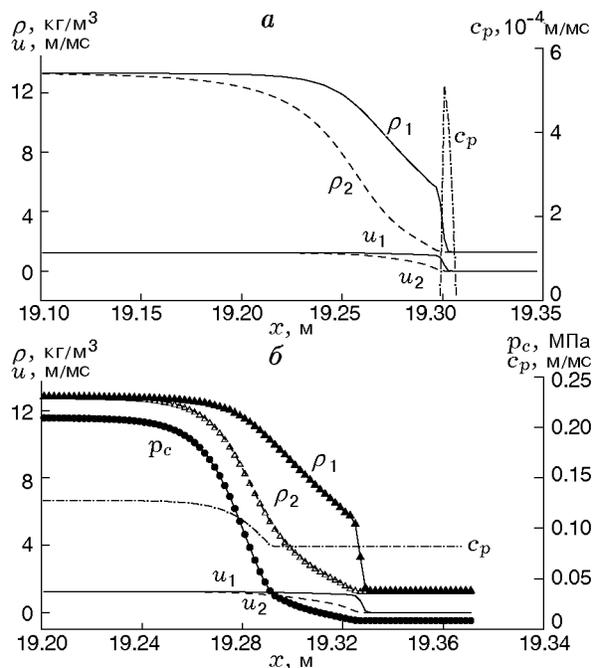


Рис. 3. Стационарные структуры волн с лидирующим скачком в газе (волна типа I):

$M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.5$ ,  $\eta = 1$ ,  $C_0 = 0$ : а —  $e_{c0} = 0$ , режим I0, б —  $e_{c0} = 0.01$  м<sup>2</sup>/мс<sup>2</sup>, режим I

торым следует относительно протяженная зона тепловой релаксации, где температуры приходят в равновесие. Скорость распространения волны типа II ( $D = 1.31$  м/мс) выше, чем волны типа I, которая формируется при таких же начальных параметрах смеси и УВ при  $e_{c0} = 0$  ( $D = 1.12$  м/мс). При большей начальной концентрации частиц волны типа II реализуются в расчетах при меньших значениях  $e_{c0}$  вплоть до  $e_{c0} = 0$ , т. е. и в отсутствие хаотического движения частиц в начальном состоянии (см. рис. 1,б, рис. 2).

Отметим, что наличие различных типов УВ характерно для гетерогенных сред с двумя давлениями, что было показано при моделировании изотермической смеси двух твердых тел в [15, 16].

### Влияние параметров $\varepsilon$ и $\beta$ на структуру УВ

Для неупругих и шероховатых частиц  $\eta(\varepsilon, \beta) < 1$ ,  $C_0(\varepsilon, \beta) > 0$  [9]. Соответственно, в зоне релаксации за фронтом УВ часть энергии хаотического движения переходит в тепловую энергию частиц за счет неупругости и трения

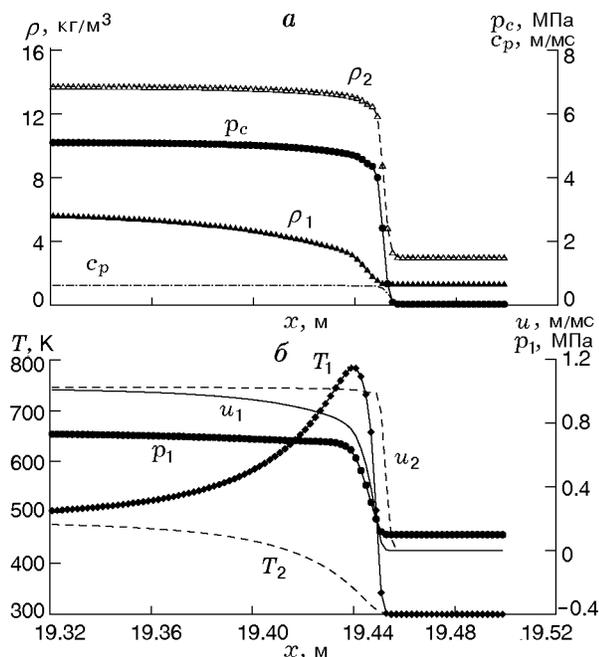


Рис. 4. Стационарная структура волны типа II со скачком в фазе частиц ( $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.7$ ,  $\eta = 1$ ,  $C_0 = 0$ )

при соударениях. Как и следовало ожидать, наличие потерь энергии способствует переходу от режима типа II к режиму типа I и IO.

Типичные картины распространения и структура волны типа I при учете диссипации энергии хаотического движения показаны на рис. 5 и 6 ( $\eta = 0.95$  и  $C_0 = 0.5$  соответствует значениям  $\varepsilon = 0.95$ ,  $\beta = -0.7$ ). Рис. 6, а подтверждает наличие первичного скачка в газовой фазе и плавное изменение параметров в частицах. При этом за скачком значительно возрастают плотность и давление газа в зоне релаксации (рис. 5, рис. 6, б). Профили температуры в волнах I и II подобны (ср. рис. 6, в и рис. 4, б). Столкновительное давление и, следовательно, энергия хаотического движения частиц возрастают в зоне релаксации, затем убывают до начального (нулевого) значения в зоне диссипации (рис. 5, а).

Волны типа II при учете диссипации существуют в очень узком диапазоне параметров  $\varepsilon$ ,  $\beta$ , т. е. практически лишь в случае идеально гладких и упругих частиц. Здесь энергия хаотического движения  $e_c$  возрастает скачком на фронте замороженной УВ в фазе частиц, а в зоне релаксации уменьшается до минимального (начального) значения. Пример волны ти-

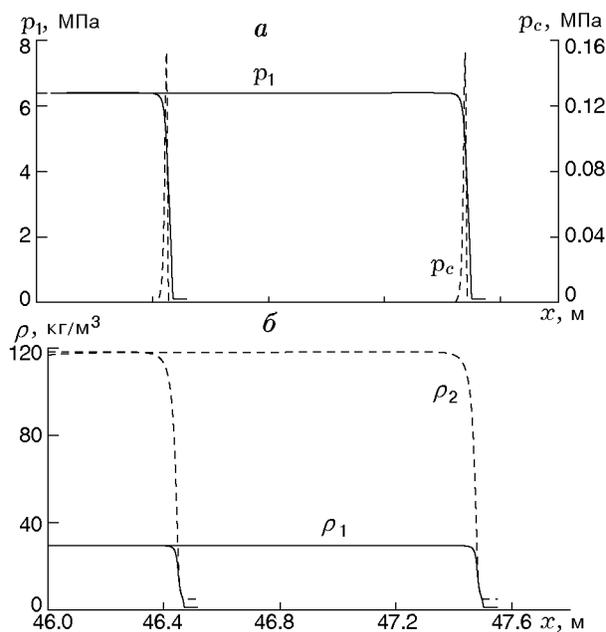


Рис. 5. Распространение волн типа I при неидеальных столкновениях ( $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.8$ ,  $\eta = 0.95$ ,  $C_0 = 0.5$ ,  $\Delta t = 1$  мс)

па II при  $\eta = 0.99$ ,  $C_0 = 0.01$  и значительной начальной хаотизации представлен на рис. 7. Профили давления на рис. 7, а показывают, что столкновительное давление здесь более чем на порядок выше, чем в волне типа I, и сопоставимо с давлением в газе. Из профилей скорости и плотности фаз на рис. 7, б видно, что структуры подобны волне в смеси при  $\eta = 1$ ,  $C_0 = 0$  (см. рис. 4, б) с той лишь разницей, что в зоне релаксации происходят рост плотности частиц и газа и переход к другому равновесному состоянию, определяемому условием  $e_c = e_{c0}$ . Сформировавшиеся волны типа II, так же как волны типа I, распространяются в стационарном режиме: скорость постоянна, амплитуда лидирующего скачка не меняется, структуры релаксационных зон за фронтом сохраняются.

При значениях  $C_0$ , соответствующих реальным значениям параметров релаксации и шероховатости для частиц размером  $d \leq 50$  мкм, в расчетах не выявлено волн типа II при  $M_0 \leq 5$  и  $\xi_0 \leq 0.95$ , т. е. реализуются волны типа I. Продвижение в область более высоких значений массовой (объемной) концентрации частиц ограничено рамками применимости соотношений (7) в модели.

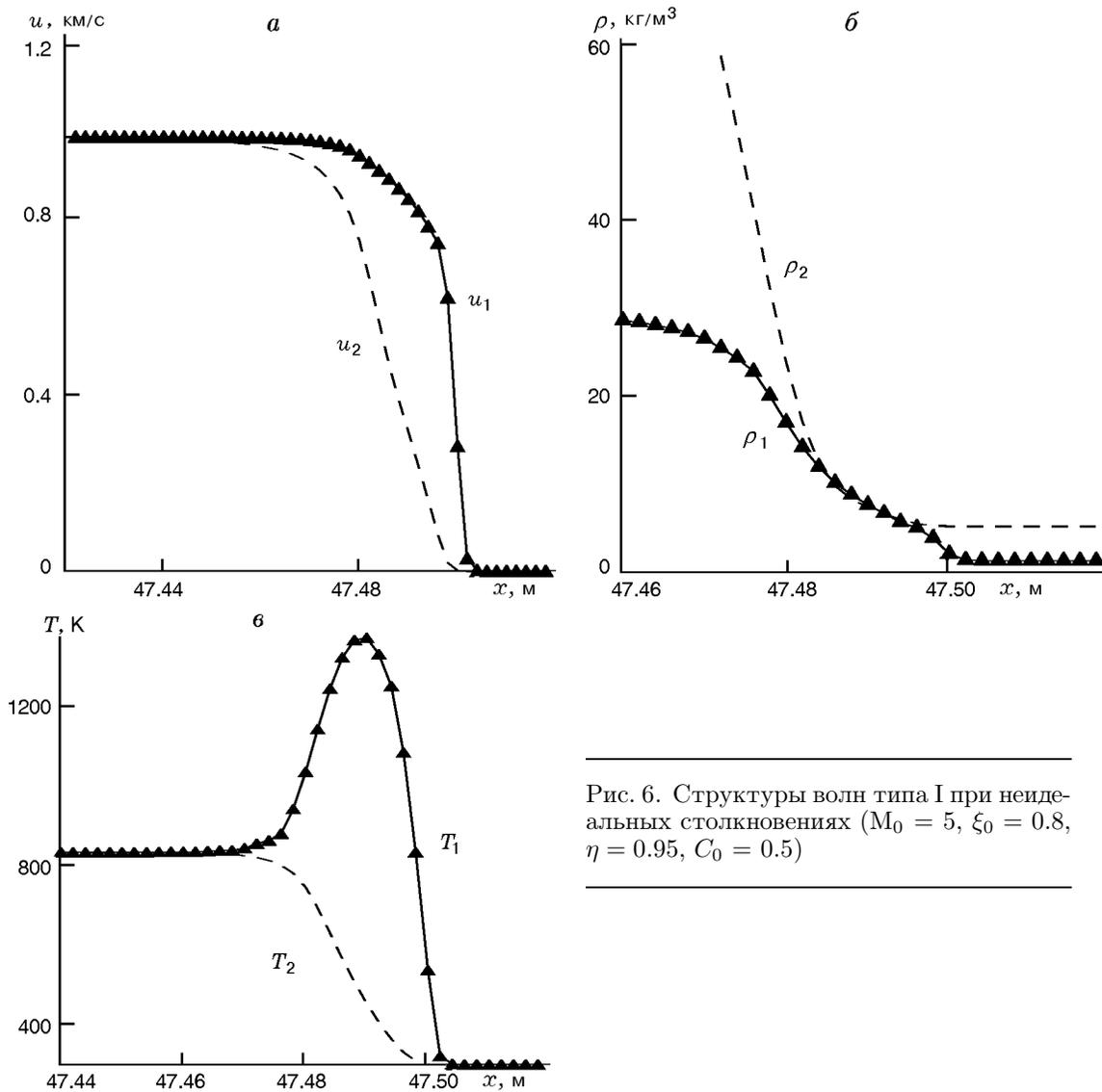


Рис. 6. Структуры волн типа I при неидеальных столкновениях ( $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.8$ ,  $\eta = 0.95$ ,  $C_0 = 0.5$ )

### 3. ДЕТОНАЦИЯ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ СМЕСИ

В гетерогенной детонации объемная концентрация реагирующих частиц мала, даже в  $\rho$ -слоях, формируемых в зоне задержки воспламенения частиц. Влияние объема частиц также уменьшается по мере их сгорания. Поэтому на первом этапе для анализа влияния столкновений частиц на структуру детонационных волн рассматривается стехиометрическая взвесь частиц алюминия в кислороде диаметром  $d = 2$  мкм (средняя плотность  $1.28$  кг/м<sup>3</sup>) с добавкой частиц оксида алюминия диаметром  $d = 10$  мкм (средняя плотность  $2.36$  кг/м<sup>3</sup>). Концентрацию и размер инертных частиц выби-

рали ниже предельных значений, обуславливающих срыв детонации [11]. Рассматривается распространение волны развитой ячеистой детонации в плоском канале шириной  $6.6$  см и вхождение фронта в облако инертных частиц. Столкновения учитываются только для инертного компонента и считаются идеальными ( $\eta = 1$ ,  $C_0 = 0$ ), в начальном состоянии принимается  $e_{c0} = 0$ .

На рис. 8–10 показаны результаты численного моделирования двумерных течений ячеистой детонации без учета и с учетом столкновений частиц.

На численных шпирен-изображениях (рис. 8) видно, что хаотическое движение

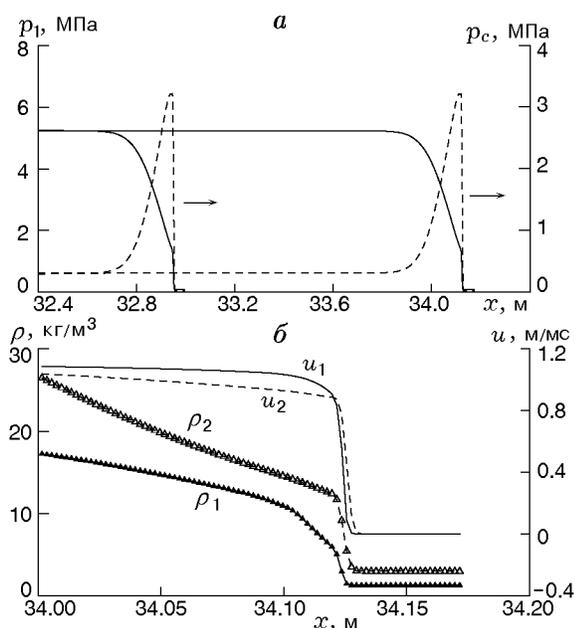


Рис. 7. Структура волны типа II при неидеальных столкновениях ( $M_0 = 5$ ,  $\xi_0 = 0.7$ ,  $\epsilon_{c0} = 0.01 \text{ м}^2/\text{мс}^2$ )

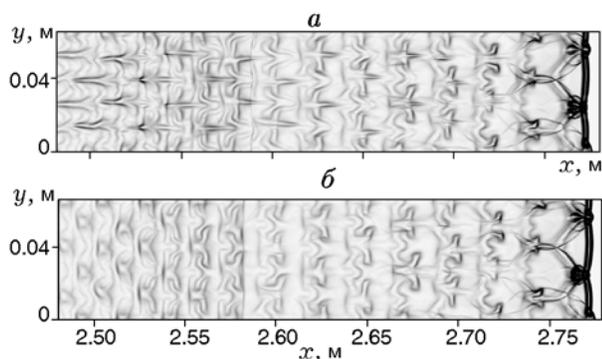


Рис. 8. Ячеистая детонация стехиометрической смеси  $\text{Al}-\text{O}_2$  ( $d_{\text{Al}} = 2 \text{ мкм}$ ) с инертными частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $d = 10 \text{ мкм}$ ). Численные шпирен-изображения:

*a* — без учета столкновений, *б* — с учетом столкновений

инертной фазы не оказывает практически никакого влияния на основные параметры ячеистой детонации: скорость фронта, размер ячеек, структуру течения в окрестности фронта. Поля температуры газа в обеих моделях, с учетом и без учета столкновений, аналогичны, кроме некоторых расхождений в средней зоне детонации (от 2.6 до 2.7 м), где слои уже сформировались, но еще характеризуются собственной температурой.

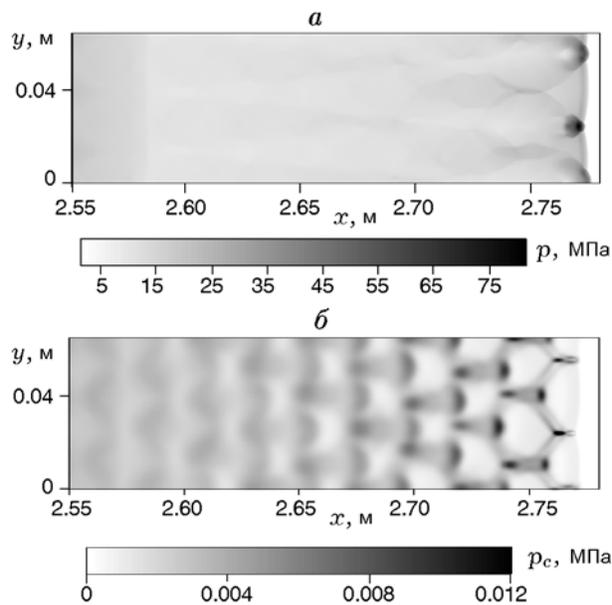


Рис. 9. Поля давления газа (*a*) и частиц инертной фазы (*б*)

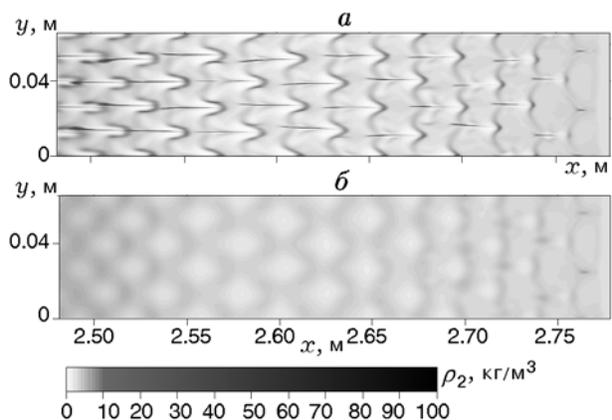


Рис. 10. Ячеистая детонация стехиометрической смеси  $\text{Al}-\text{O}_2$  ( $d_{\text{Al}} = 2 \text{ мкм}$ ) с инертными частицами  $\text{Al}_2\text{O}_3$  ( $d = 10 \text{ мкм}$ ). Поля плотности инертного компонента:

*a* — без учета столкновений, *б* — с учетом столкновений

На рис. 9 представлены поля давления газа и частиц. Видно, что «столкновительное» давление принимает максимальное значение в зонах взаимодействия поперечных волн ячеистой детонации. По абсолютной величине давление хаотического движения частиц  $p_c$  значительно меньше давления газа, однако доля  $p_c$  в полном давлении дискретной фазы при малых объемных концентрациях существенна, так как  $m_2 p_2 = m_2 p_1 + p_c$ .

Основные различия результатов по двум моделям проявляются в дальнем следе ячеистой детонации. В расчетах на основе стандартной модели встречное движение инертных частиц, обусловленное прохождением поперечных волн, приводит к формированию стратобразных структур высокой плотности [11] (рис. 10, *a*). При учете столкновений частиц и хаотического движения за поперечными волнами имеют место генерация и рост давления в фазе частиц, что обуславливает размазывание формирующихся слоев (рис. 10, *b*).

Таким образом, основные параметры гетерогенной детонации (скорость распространения фронта, пиковые давления, размер ячейки) в газовзвесах микродисперсных частиц могут быть определены на основе численного моделирования без учета хаотического движения и столкновений частиц между собой.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- В работе методами численного моделирования исследованы ударно-волновые и детонационные течения в столкновительной двухфазной среде газ — несжимаемые частицы. Столкновительная динамика хаотического движения частиц описывается в рамках молекулярно-кинетической теории гранулированного газа.

- В задаче о взаимодействии плоской УВ с облаком частиц получены установившиеся решения, отвечающие двум типам стационарных волн, теоретически предсказанным ранее. Получены условия реализации того или иного типа волн в зависимости от параметров падающей УВ и смеси, а также от параметров, характеризующих потери при столкновениях.

- Эффекты столкновительной динамики частиц продемонстрированы на задаче распространения ячеистой гетерогенной детонации в смеси реагирующих частиц, окислителя и инертного компонента. Показано, что столкновения частиц инертной фазы не оказывают влияния на скорость детонации, размер ячейки, параметры газовой фазы. Однако имеет место расширение (дисперсия) слоев и структур инертной фазы, формирующихся в дальнем следе ячеистой детонации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Федоров А. В., Фомин В. М., Хмель Т. А. Гетерогенная детонация газовзвесей. — Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2012.
3. Baer M. R., Nunziato J. W. A two-phase mixture theory for the deflagration to detonation transition (DDT) in reactive granular materials // Intern. J. Multiphase Flow. — 1986. — V. 12. — P. 861–889.
4. Bdzil J. B., Menikoff R., Son S. F., Kapila A. K., Stewart D. S. Two-phase modeling of DDT in granular materials: a critical examination of modeling issues // Phys. Fluids. — 1999. — V. 11. — P. 378–402.
5. Кутушев А. Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. — СПб.: Недра, 2003.
6. Gidaspow D. Multiphase flow and fluidization: Continuum and kinetic theory descriptions. — Boston: Academic Press, 1994.
7. Fan B. C., Chen Z. H., Jiang X. H., Li H. Z. Interaction of a shock wave with a loose dusty bulk layer // Shock Waves. — 2007. — V. 16. — P. 179–187.
8. Кул А. Л., Балакришнан К. Газодинамическая модель течения слабозапыленной двухфазной среды с горением // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 5. — С. 59–76.
9. Хмель Т. А., Федоров А. В. Описание динамических процессов в двухфазных столкновительных средах с привлечением молекулярно-кинетических подходов // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 2. — С. 81–93.
10. Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Тимофеев Е. И., Фролов С. М., Цыганов С. А. Измерение скорости малых возмущений в пористых средах насыпной плотности // ПМТФ. — 1986. — № 1. — С. 141–144.
11. Федоров А. В., Кратова Ю. В. Расчет распространения детонационной волны в газовзвеси алюминиевых и инертных частиц // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 3. — С. 88–101.
12. Федоров А. В., Хмель Т. А. Численные технологии исследования гетерогенной детонации газовзвесей // Мат. моделирование. — 2006. — Т. 18, № 8. — С. 49–63.
13. Хмель Т. А., Федоров А. В. Взаимодействие ударной волны с облаком частиц алюминия в канале // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 2. — С. 89–98.

14. **Ben-Dor G., Britan A., Elperin T., Igra O., Jiang J. P.** Experimental investigation of the interaction between weak shock waves and granular layers // Experiments in Fluids. — 1997. — V. 22. — P. 432–443.
15. **Федоров А. В.** Структура ударной волны в смеси двух тел (гидродинамическое приближение) // Моделирование в механике. — 1991. — Т. 5, № 4. — С. 135–158.
16. **Федоров А. В., Федорова Н. Н.** Структура, распространение и отражение ударных волн в смеси твердых тел (гидродинамическое приближение) // ПМТФ. — 1992. — № 4. — С. 10–17.

*Поступила в редакцию 10/IX 2013 г.*

---