

ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР В РАМКАХ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ МЕХАНИКИ ГАЗОВЗВЕСЕЙ

Т.А. Хмель, А.Л. Брагинский

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090, Новосибирск, Россия*

Введение. При описании динамики плотных газовзвесей необходимо учитывать контактные взаимодействия частиц между собой (столкновения). Модель механики гетерогенных сред, в которой хаотическое движение и столкновения неупругих шероховатых частиц интегрально учитываются на основе молекулярно-кинетических подходов, представлена в [1]. Анализ модели позволил установить возможность существования двух типов ударно-волновых структур в среде: с разрывом в газовой фазе и релаксацией в дискретной (тип I) и с лидирующим разрывом в фазе частиц (тип II). В [2] методами численного моделирования нестационарных задач в рамках модели [1] подтверждено возникновение и распространение волн типа I и типа II. Ранее многообразие ударно-волновых структур в средах с двумя давлениями анализировалось в [3] на основе изотермической модели с постоянными значениями скорости звука. Кроме волн типа I и II с одним скачком и зоной релаксации были также получены и исследованы двух-фронтные структуры и определены условия их реализации. Отметим, что для модели [1] проведение анализа, подобного [2], затруднительно. Целью настоящей работы является определение возможности существования и анализ свойств двух-фронтных структур на основе численного решения нестационарных задач в рамках модели [1]. Рассматривается задача о взаимодействии ударной волны с плотным облаком частиц (аналогичная [2]) в расширенном диапазоне параметров. Эта же задача рассматривается для гиперболизированной модели (приближение разреженной столкновительной газовзвеси) с целью установления границ ее применимости на основе сравнения решений.

Основные уравнения. Система уравнений вытекает из законов сохранения массы, импульса и энергии для каждого из компонент смеси и дополняется уравнением для полной энергии хаотического движения частиц. Полные уравнения [1] представляют собой систему составного типа. В гиперболизированной модели разреженной столкновительной среды давление частиц не включает давление газа и опущены недивергентные члены вида $p_i \partial t_i / \partial x$ и $p_i \partial t_i u_i / \partial x$, связанные с силами Архимеда. Для этой модели уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial x} &= 0, \quad \frac{\partial \rho_i u_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i^2 + m_i p_i)}{\partial x} = (-1)^i f, \quad m_1 p_1 = \rho_1 R T_1, \quad m_2 p_2 = G(m_2) \rho_2 e_c, \\ \frac{\partial \rho_i E_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_i u_i E_i + m_i u_i p_i)}{\partial x} &= (-1)^i (f u_2 + q), \quad \frac{\partial \rho_2 E_c}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 E_c + \eta m_2 u_2 p_2)}{\partial x} = -I_0 + \eta f u_2, \\ E_1 &= c_{v,1} T_1 + \frac{u_1^2}{2}, \quad E_2 = c_{v,2} T_2 + e_c + \frac{u_2^2}{2}, \quad E_c = e_c + \eta \frac{u_2^2}{2}. \end{aligned}$$

Здесь $\alpha_i, \varepsilon, \eta$ - параметры столкновений, $g(m_2) = [1 - (m_2 / m_*)^{4m_*/3}]^{-1}$, $G = 0.5\alpha_i [1 + 2(1 + \varepsilon)m_2 g(m_2)]$, m_* - предельная концентрация, I_0 - диссипативный член, f, q - сила межфазного взаимодействия и теплообмен. Скорости звука: $c_1 = \sqrt{\gamma R T_1}$, $c_2 = \sqrt{(G + G^2 \eta + G' m_2) e_c}$. Интегрирование уравнений осуществлялось с применением

схемы TVD Хартена к уравнениям для газа и модифицированной схемы Джентри-Мартина-Дэйли для частиц с аналогичной аппроксимацией неконсервативных членов: множитель брался в точке i , а производные с учетом направления скорости. В уравнения для газа затем эти же аппроксимации включались с противоположным знаком.

Результаты расчетов. Как и в [2], при вхождении УВ в облако малых объемных концентраций и малых значениях e_{c0} в облаке устанавливается распространение волны типа I (с лидирующим скачком в газе и примыкающей зоной релаксации). Соответствующие решения показаны на рис. 1 для модели [1] (сплошные линии) и гиперболизованной модели (штриховые линии). Здесь даже по достижении плотности частиц в облаке около 30 кг/м^3 различия решений двух моделей практически отсутствуют.

С увеличением амплитуды падающей УВ, начальной плотности частиц в облаке и ростом e_{c0} изначально сформированная волна типа I может перестраиваться в волну типа II [2]. При детальном рассмотрении процесса обнаружено, что в процессе перестройки возникают промежуточные структуры с двумя скачками (двух-фронтные структуры), которые имеют сходство с исследованными в [3]. При $m_0 = 0.01$, $M_0 = 4.5$, $e_{c0} = 0$ формируется двух-фронтная структура с лидирующим скачком в газе (тип I_D) (рис. 2). Наличие второго скачка усматривается на профиле скорости частиц (значки соотносятся с 10 ячейками), в этой области происходит генерация энергии хаотического движения (картины e_c). Здесь гиперболизованная модель адекватно передает значения температур фаз, а в представлении параметров столкновительной динамики, и особенно плотности частиц имеются значительные различия. Что касается скоростей, то их значения близки в лабораторной системе (рис. 2), однако, поскольку равновесные значения за фронтом и скорость фронта близки, то относительные скорости (в системе, связанной с фронтом) для двух моделей так же сильно различаются, как и плотности фаз.

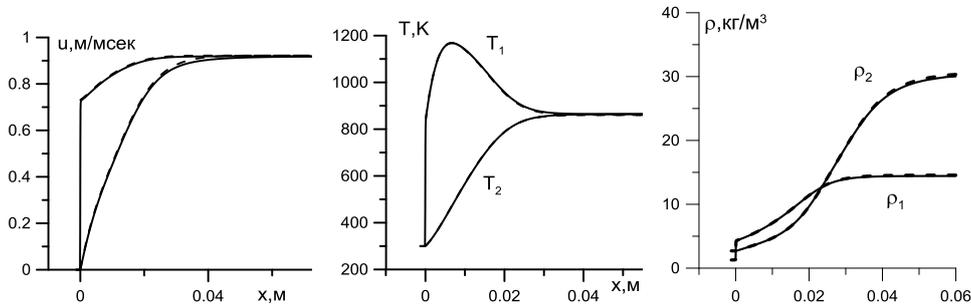


Рис. 1 Сравнение решений для структуры волны типа I ($m_0 = 0.001$, $M_0 = 4.5$, $e_{c0} = 0$).

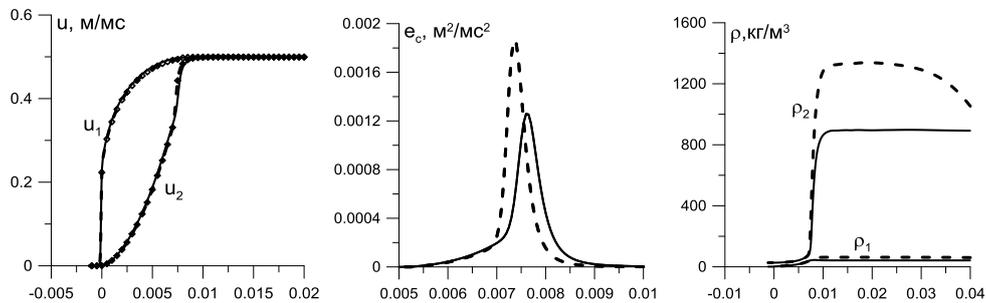


Рис. 2. Структура волны типа I_D ($m_0 = 0.01$, $M_0 = 4.5$, $e_{c0} = 0$).

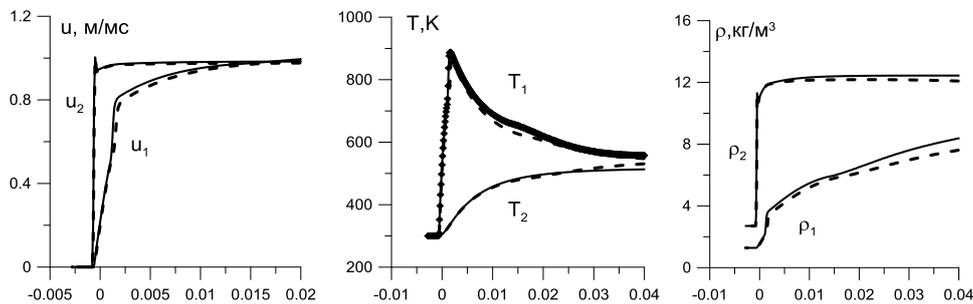


Рис. 3. Промежуточная структура волны типа II_D ($m_0 = 0.001$, $M_0 = 5$, $e_{c0} = 0.005 \text{ м}^2/\text{мс}^2$).

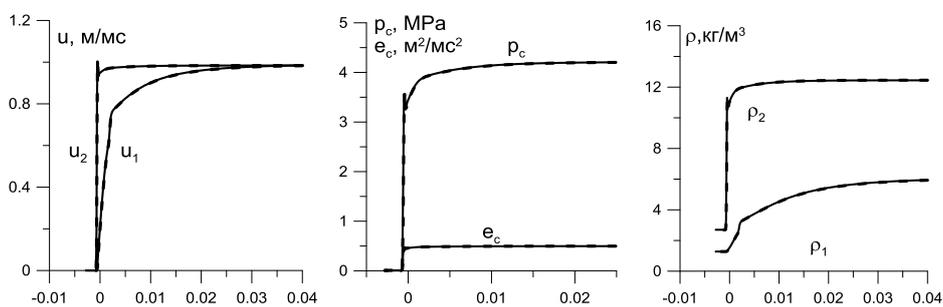


Рис. 4. Установившаяся структура типа II ($m_0 = 0.001$, $M_0 = 5$, $e_{c0} = 0.005 \text{ м}^2/\text{мс}^2$).

Для гладких частиц в случае $m_0 = 0.001$, $M_0 = 5$, $e_{c0} = 0.005$ сформированная волна I типа переходит в двух-фронтную структуру I_D, затем, по мере распространения, переходит в двух-фронтную структуру с лидирующим скачком в фазе частиц (тип II_D) (рис. 3).

Необходимо отметить наличие релаксационной зоны за вторым скачком в переходном режиме на рис. 3, в то время как в стационарных двух-фронтных структурах, анализированных в [3], второй скачок примыкает к равновесному состоянию.

Сравнение решений, полученных в рамках модели [1] и гиперболизированной модели, позволяет сделать вывод о применимости гиперболизированной модели для взвесей с объемной концентрацией частиц не более 0.003 (различия $< 14\%$).

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 13-08-00110).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хмель Т.А., Федоров А.В. Описание динамических процессов в газозвесах с привлечением молекулярно-кинетических подходов для учета межчастичных столкновений // ФГВ. 2014, № 2. С. 81-93.
2. Хмель Т.А., Федоров А.В. Моделирование распространения ударных и детонационных волн в запыленных средах при учете межчастичных столкновений // ФГВ. 2014, № 5. С. 53-62.
3. Бедарев И.А., Федоров А.В. Структура и устойчивость ударной волны в газозвеси с двумя давлениями // Вычислительные технологии. 2015. Т. 20, № 2. С. 3-19.