

Влияние свойств дисперсной фазы на характеристики ударной волны при прохождении прямого скачка уплотнения из чистого газа в газозвесь

Д.А. ГУБАЙДУЛЛИН,

чл.-корр. РАН,

д-р физ.-мат. наук,

Д.А. ТУКМАКОВ,

канд. физ.-мат. наук

(ИММ КазНЦ РАН, Казань)

tukmakovda@imm.knc.ru

Для описания нестационарных процессов в газозвеси использована математическая модель динамики неравновесной многофазной среды, основанная на двухскоростном двухтемпературном приближении механики взаимопроникающих континуумов. С помощью численного моделирования исследовано влияние размера частиц и их объемного содержания, а также истинной плотности на процесс распространения ударной волны из чистого газа в газозвесь.

Газозвесь, ударные волны, численное моделирование, межфазное взаимодействие

Динамика ударных волн в неоднородных средах является одной из фундаментальных проблем в механике многофазных сред [1–6], а сложность экспериментального исследования этих процессов приводит к необходимости их математического моделирования [3–5]. Исследования ударной динамики газозвесей актуальны в связи с вопросами экранирования ударных волн аэрозольными слоями [4], что требует изучения влияния свойств дисперсной фазы на характеристики распространяющихся волн. Также представляет интерес оценка влияния дисперсности газозвесей на процесс образования области, в которой происходит увеличение средней плотности дисперсной фазы, так называемого р-слоя [2, 3].

В качестве несущей среды рассматривается вязкий сжимаемый теплопроводный газ, движение которого описывается двумерной системой уравнений Навье – Стокса с учетом межфазного обмена импульсом и энергией с дисперсной фазой. В случае двумерной геометрии течения система уравнений движения несущей среды выглядит следующим образом [3, 6, 7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial y} &= 0; \\ \frac{\partial(\rho_1 u_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy}) &= \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x} - F_x; \\ \frac{\partial(\rho_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_1 u_1 v_1 - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_1 v_1^2 + p - \tau_{yy}) &= \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial y} - F_y; \\ \frac{\partial(e_1)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}([e_1 + p - \tau_{xx}]u_1 - \tau_{xy}v_1 + \lambda \frac{\partial T_1}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}([e_1 + p - \tau_{yy}]v_1 - \tau_{xy}u_1 + \lambda \frac{\partial T_1}{\partial y}) &= \\ &= \alpha_2 \frac{\partial}{\partial x}(u_1 p) + \alpha_2 \frac{\partial}{\partial y}(v_1 p) + Q - |F_x|(u_1 - u_2) - |F_y|(v_1 - v_2); \\ p &= (\gamma - 1)(e_1 - \rho_1(u_1^2 + v_1^2)/2); \quad e_1 = \rho_1 I + \rho_1(u_1^2 + v_1^2)/2; \\ \tau_{xx} &= \mu \left(2 \frac{\partial u_1}{\partial x} - \frac{2}{3} D \right); \quad \tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{2}{3} D \right); \quad \tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u_1}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial x} \right); \quad D = \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{v_1}{y}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь: ρ_1 , u_1 , v_1 , e_1 , λ , μ – плотность, составляющие скорости несущей и дисперсной среды, полная энергия, коэффициенты теплопроводности и вязкости несущей среды. Величины F_x , F_y , Q задаются законами межфазного силового взаимодействия и теплообмена; $I = RT_1/(\gamma - 1)$ – внутренняя энергия газа. В уравнение энергии для несущей фазы входит коэффициент теплопроводности газа λ и тепловой поток за счет теплообмена между газом и частицей [1, 3]: $Q = 6\alpha_2 \text{Nu} \lambda (T_1 - T_2)/(4r)^2 = 2\pi n \text{Nu} \lambda (T_1 - T)_2$, где

$Nu = 2r\alpha_2^T/\lambda$ – аппроксимация числа Нуссельта [3], n – концентрация частиц, α_2^T – коэффициент теплообмена с поверхности частицы дисперсной фазы. Температура несущей среды находится из уравнения $T_1 = (\gamma - 1) \left(e_1 / \rho_1 - 0,5(u_1^2 + v_1^2) \right) / R$.

Движение дисперсной фазы описывается уравнением сохранения средней плотности твердой фракции, уравнениями сохранения составляющих импульса и уравнением сохранения тепловой энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho_2 u_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 v_2)}{\partial y} &= F_x - \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial(\rho_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2 u_2 v_2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_2 v_2^2)}{\partial y} &= F_y - \alpha_2 \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial(e_2)}{\partial t} + \frac{\partial(e_2 u_2)}{\partial x} + \frac{\partial(e_2 v_2)}{\partial y} &= -Q, \\ \rho_2 &= \alpha_2 \rho_2^0, \quad e_2 = \rho_2 C_{p2} T_2, \end{aligned} \quad (2)$$

где T_2 , e_2 , ρ_2 , α_2 – температура дисперсной фазы, внутренняя энергия дисперсной фазы, средняя плотность и объемное содержание; C_{p2} , ρ_2^0 – теплоемкость и плотность вещества твердой фазы. Составляющие силы межфазного взаимодействия F_x и F_y задаются следующим образом [1, 3]:

$$\begin{aligned} F_x &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{(2r)} C_d \rho_1 \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2} (u_1 - u_2) + \alpha_2 \rho_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} \right) + \\ &\quad + 0,5 \alpha_2 \rho_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial u_1}{\partial y} - \frac{\partial u_2}{\partial t} - u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial u_2}{\partial y} \right); \\ F_y &= \frac{3}{4} \frac{\alpha_2}{(2r)} C_d \rho_1 \sqrt{(u_1 - u_2)^2 + (v_1 - v_2)^2} (v_1 - v_2) + \alpha_2 \rho_1 \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) + \\ &\quad + 0,5 \alpha_2 \rho_1 \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial v_1}{\partial x} + v_1 \frac{\partial v_1}{\partial y} - \frac{\partial v_2}{\partial t} - u_2 \frac{\partial v_2}{\partial x} - v_2 \frac{\partial v_2}{\partial y} \right); \\ C_d &= \frac{24}{Re_{12}} + \frac{4}{Re_{12}^{0,5}} + 0,4; \quad M_{12} = |\bar{V}_2 - \bar{V}_1|/c; \quad V_1 = \sqrt{u_1^2 + v_1^2}; \quad V_2 = \sqrt{u_2^2 + v_2^2}; \\ Re_{12} &= \rho_1 |\bar{V}_1 - \bar{V}_2| 2r / \mu; \quad Pr = \gamma C_p \mu / \lambda; \quad Nu = 2 \exp(-M_{12}) + 0,459 Re_{12}^{0,55} Pr^{0,33}; \\ 0 &\leq M_{12} \leq 2; \quad 0 \leq Re_{12} < 2 \cdot 10^5. \end{aligned}$$

Внутренняя энергия взвешенной в газе твердой фазы определяется как $e_2 = \rho_2 C_{p2} T_2$. Система уравнений дополнялась соответствующими начальными и граничными условиями. На границах расчетной области задавались условия прилипания для составляющих скорости несущей и дисперсной фазы и граничные условия Неймана для остальных газодинамических функций обеих фаз. Системы уравнений (1), (2) решались численно с помощью явной конечно-разностной схемы [7–10].

В работе рассматривается отражение ударных волн от границы раздела чистого газа и газозвеси. Для этого решается задача о распаде разрыва в плоском канале, разделенном на две области: слева от сечения $x = x_0$ находится камера высокого давления, заполненная чистым газом, справа – область низкого давления, заполненная газозвесью. Схема распределения газозвеси в ударной трубе приведена на рис. 1.



Рис. 1

При $t > 0$ начинается движение фронта волны сжатия в камеру низкого давления, и формируется волна разрежения, распространяющаяся в камеру высокого давления.

Рассмотрим влияние дисперсности газовой взвеси в камере низкого давления на процесс формирования волн сжатия и разрежения. Расчеты проводились при интенсивности разрыва $Z = p_1/p_2 = 10$, объемное содержание дисперсной фазы составляло $\alpha_2 = 0,001$ при физической плотности материала частиц $\rho_2^0 = 2500 \text{ кг/м}^3$. Проиллюстрируем распределение давления (рис. 2, а) и средней плотности дисперсной фазы (рис. 2, б) при прохождении ударной волны из чистого газа в газовую взвесь в момент времени $t = 0,52 \text{ мс}$. Расчеты показывают, что наименьшая скорость распространения волны сжатия наблюдается, когда камера низкого давления заполнена наиболее мелкодисперсной газовой взвесью. При этом на переднем фронте ударной волны достигается наибольшее давление (см. рис. 2, а). Малая скорость распространения и высокое давление на фронте являются следствием формирования слоя уплотнения дисперсной фазы (см. рис. 2, б). При увеличении радиуса частиц до 10 мкм от границы раздела сред формируется отраженная волна (рис. 2, а, кривая 2), увеличивается наклон и протяженность переднего фронта волны, снижается давление на переднем фронте и увеличивается скорость перемещения волны сжатия по газовой взвеси. При дальнейшем увлечении радиуса аэрозольных частиц распространение волны сжатия по газовой взвеси сходно с процессом прохождения волны сжатия в чистом газе (рис. 2, а, кривые 3–5).

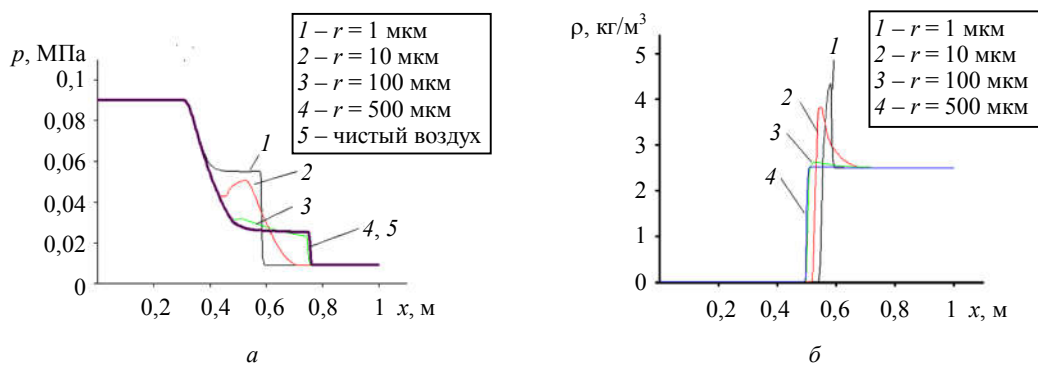


Рис. 2

Приведем результаты, показывающие влияние объемного содержания и физической плотности вещества дисперсной фазы на процессы распространения волн. На рис. 3, а показаны расчеты распространения ударной волны из области чистого газа в газовую взвесь с различным объемным содержанием дисперсной фазы. Расчеты проводились для газовой взвеси, состоящей из сферических частиц, с радиусом 10 мкм при физической плотности материала $\rho_2^0 = 2500 \text{ кг/м}^3$. Расчеты показывают, что в момент времени $t = 0,52 \text{ мс}$ в газовой взвеси с объемным содержанием $\alpha_2 = 0,001$; $0,0004$; $0,0001$ формируется волна отражения от движущейся границы раздела сред тем большей интенсивности, чем выше объемное содержание газовой взвеси в камере низкого давления. С уменьшением объемного содержания газовой взвеси увеличивается скорость распространения фронта волны сжатия. При $\alpha_2 = 0,00001$ процесс происходит так же, как и в чистом газе (рис. 3, а, кривые 4, 5). На рис. 3, б показаны кривые распределения давления, формирующиеся к моменту времени $t = 0,52 \text{ мс}$ при объемном содержании $\alpha_2 = 0,001$ и различных физических плотностях вещества дисперсной фазы. По мере увеличения физической плотности увеличивается интенсивность на фронте волны сжатия и уменьшается скорость ее распространения.

В работах [2, 3] описывается образование области повышенной концентрации частиц на фронте ударной волны. При этом увеличение средней плотности твердой фазы препятствует проникновению волны сжатия в камеру низкого давления и формирует отраженное возмущение. Представим распределение средней плотности дисперсной фазы в различные моменты времени при прохождении ударной волны из чистого газа в газовую взвесь с истинной плотностью $\rho_{20} = 2500 \text{ кг/м}^3$ и объемным содержанием дисперсной фазы $\alpha_2 = 0,001$ при радиусе частиц 1 мкм (рис. 4, а), 5 мкм (рис. 4, б), 20 мкм (рис. 4, в), 40 мкм (рис. 4, г).

При увеличении размера частиц (см. рис. 4, б–г) происходит расширение ρ -слоя газозвеси вблизи фронта ударной волны, и, наоборот, в газозвесьях с меньшим размером частиц в окрестности фронта ударной волны формируется ρ -слой меньшей толщины (см. рис. 4, а). Различие может быть связано с разными условиями формирования ρ -слоя, а также с тем, что увеличение дисперсности газозвесей приводит к увеличению скорости прохождения возмущения через твердую фазу.

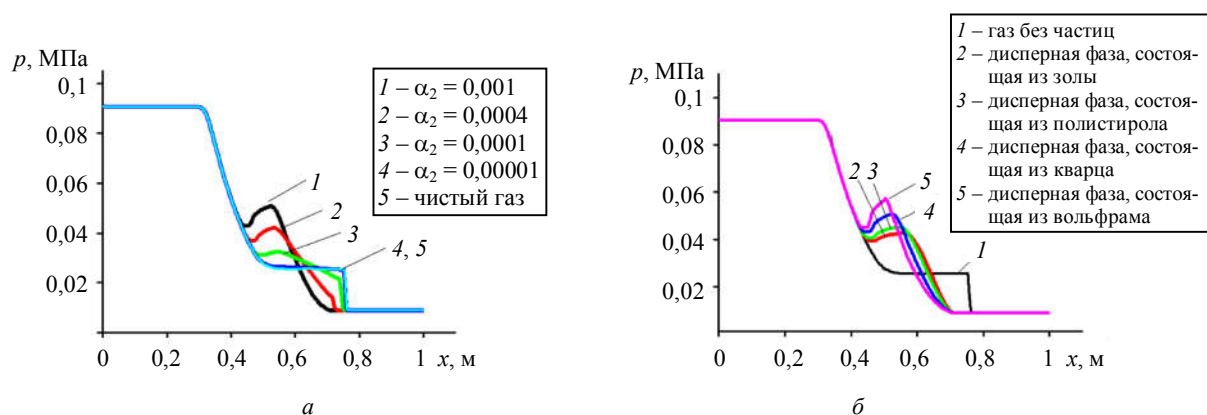


Рис. 3

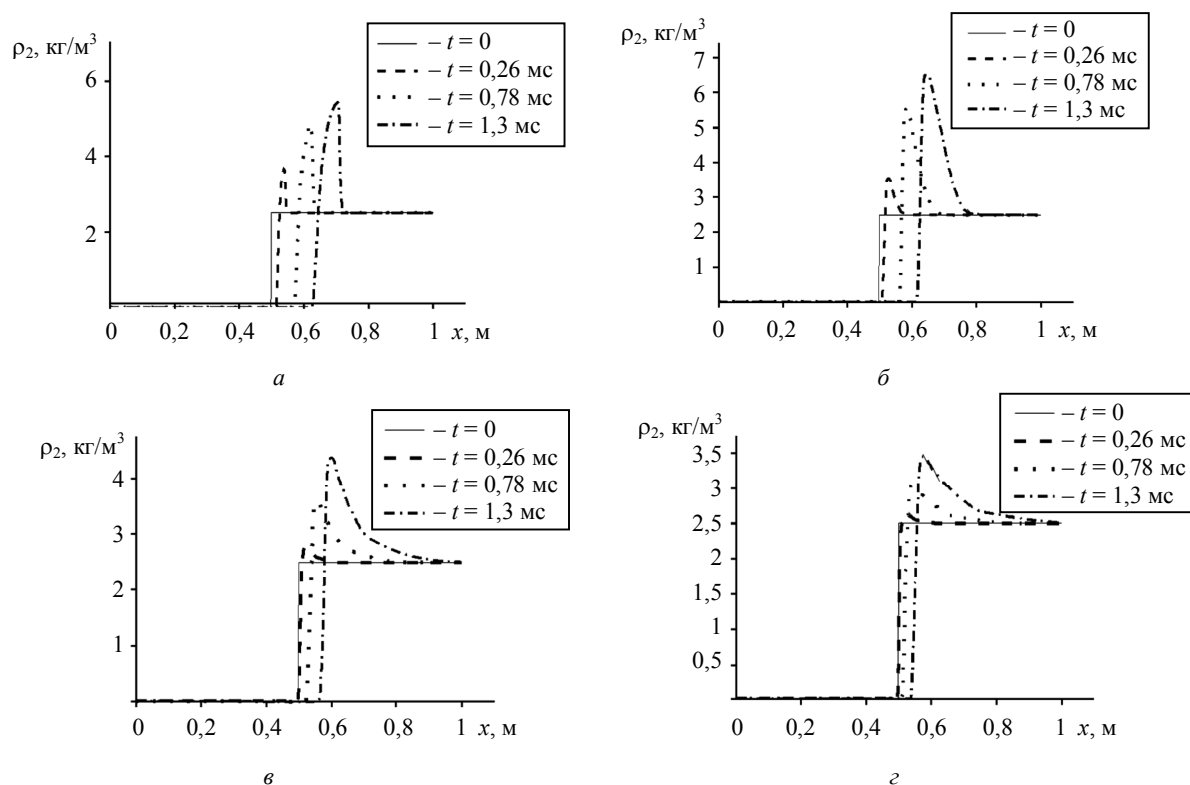


Рис. 4

Таким образом, численные расчеты показали, что при прохождении ударной волны из чистого газа в газозвесь увеличение средней плотности дисперсной фазы приводит к росту интенсивности отраженного возмущения. Увеличение радиуса частиц ведет к расширению ρ -слоя и повышению скорости прохождения возмущения по дисперсной фазе.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Президиума РАН № 43П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. М.: Наука. Физматлит, 1987. Ч. 1. 464 с.
2. Куликов В.Н. и др. О структуре ударной волны в газозвеси // Механика жидкости и газа. 1989. № 2. С. 190–191.

3. Кутушев А.Г. Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 283 с.
4. Губайдуллин А.А., Дудко Д.Н., Урманчиев С.Ф. Моделирование взаимодействия воздушной ударной волны с пористым экраном // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36. № 4. С. 87–96.
5. Кратова Ю.В., Фёдоров А.В., Хмель Т.А. Дифракция плоской денотационной волны на обратном уступе в газовзвеси // Физика горения и взрыва. 2009. Т. 45. № 5. С. 95–107.
6. Вережкин А.А., Циркунов Ю.М. Течение дисперсной примеси в сопле Лавала и рабочей секции двухфазной гиперзвуковой ударной трубы // Прикладная механика и техническая физика. 2008. Т. 49. № 5 (291). С. 102–113.
7. Тукмаков А.Л. и др. Численное моделирование течения вскипающей жидкости в каналах переменного сечения // Изв. вузов. Авиационная техника. 2011. № 4. С. 54–59.
8. Баянов Р.И., Тукмаков А.Л. Численная модель динамики односкоростной парогАЗокапельной среды // Изв. вузов. Авиационная техника. 2015. № 1. С. 19–25.
9. Тонконог В.Г., Тукмаков Д.А. Нелинейные колебания газовзвеси и дрейф твердой фазы в акустическом резонаторе проточного типа // Инженерно-физический журнал. 2013. Т. 86. № 3. С. 576–583.
10. Fletcher C.A.J. Computation Techniques for Fluid Dynamics. Berlin: Springer-Verlag, 1988. 502 p.

Поступила в редакцию 29.04.16

Influence of the Disperse Phase Properties on Characteristics of the Shock Wave Passing the Direct Shock from Pure Gas in the Gas Mixture

D.A. GUBAIDULLIN AND D.A. TUKMAKOV

In this paper, a mathematical model of the non equilibrium polyphase medium dynamics based on a two-speed two-temperature approximation of interpenetrative continua mechanics is used to describe the non stationary processes in a gas suspension. The influence of particle size and their volume content as well as the true density on the process of distributing a shockwave of pure gas into a gas suspension was investigated by means of numerical modeling.

Gas suspension, shock waves, numerical modeling, interfacial interaction