

ПОДЪЕМ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ ИЗ ДВУХФАЗНОГО СЛОЯ ЗА НЕСТАЦИОНАРНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Т.Р. Аманбаев
ЮКГУ им. М.Ауезова, г.Шымкент

В работах, посвященных теоретическому изучению распространения ударных волн (УВ) в газовзвесах, обычно полагают, что пространство заполнено частицами равномерно [1-3]. Однако в некоторых случаях дисперсные включения могут распределяться в исследуемом объеме неравномерно (например, оседать под действием силы тяжести и накапливаться вблизи нижней границы). Изучению подъема частиц пыли за скользящей над двухфазным слоем УВ посвящены работы [4,5]. В этих работах эффект подъема частиц объясняется влиянием механизмов турбулентности [4] и силы Магнуса [5]. В данной работе показано, что даже в рамках простой модели двухфазной среды без учета указанных механизмов дисперсные частицы за проходящей УВ могут подниматься на значительные расстояния.

В рамках механики многофазных сред [1] запишем уравнения плоского двумерного движения двухфазной газовзвеси частиц:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial x} + \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_1 u_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_1 u_1 v_1}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} - n f_x, \quad \frac{\partial \rho_1 v_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 u_1 v_1}{\partial x} + \frac{\partial \rho_1 v_1^2}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} - n f_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_2 u_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 u_2 v_2}{\partial y} = n f_x, \quad \frac{\partial \rho_2 v_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2 v_2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v_2^2}{\partial y} = n f_y, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_2 e_2}{\partial t} + \frac{\partial \rho_2 u_2 e_2}{\partial x} + \frac{\partial \rho_2 v_2 e_2}{\partial y} = nq, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) + \text{div}(\rho_1 E_1 \mathbf{v}_1 + \rho_2 E_2 \mathbf{v}_2 + \alpha_1 p \mathbf{v}_1 + \alpha_2 p \mathbf{v}_2) = 0. \quad (5)$$

Здесь нижние индексы 1 и 2 относятся соответственно к параметрам газа и частиц; x, y – пространственные координаты; t – время; $\rho_i, \alpha_i, u_i, v_i, e_i, E_i$ – соответственно приведенная плотность, объемное содержание, компоненты вектора скорости по осям x и y , а также удельные внутренняя и полная энергии i – й фазы ($i=1,2$); p – давление в газе; n – число частиц в единице объема; f_x, f_y, q – составляющие силы аэродинамического сопротивления частицы и интенсивность притока тепла к ней. Уравнения (1) – (3) – уравнения сохранения масс и импульсов фаз; (4) и (5) – уравнения притока тепла к дисперсной фазе и сохранения полной энергии смеси. Зададим уравнения состояния составляющих газовзвеси и законы взаимодействия фаз. Газ будем считать калорически совершенным, а частицы – несжимаемыми с постоянными теплоемкостями.

$$p = \rho_i^\circ R_i T_i, \quad e_i = c_i T_i, \quad e_2 = c_2 T_2 \quad (R_i, c_i, c_2, \rho_i^\circ = \text{const}), \quad (6)$$

где ρ_i°, c_i, T_i – истинная плотность, удельная теплоемкость при постоянном объеме и температура i – й фазы ($i=1,2$); R_i – газовая постоянная. Силовое взаимодействие между газом и частицей, а также интенсивность их теплообмена зададим в форме:

$$f = (\pi d^2 / 8) \rho_1^\circ C_d |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2), \quad q = \pi d \lambda_1 \text{Nu}_1 (T_1 - T_2), \quad (7)$$

где C_d, Nu_1 – коэффициент динамического сопротивления частицы и число Нуссельта. В широком диапазоне изменения определяющих параметров для C_d и Nu_1 можно использовать следующие эмпирические зависимости [1,2]:

$$C_d = C_d^0 [1 + \exp(-0.423 / M_{12}^{4.63})], \quad \text{Nu}_1 = 2 + 0.6 \text{Re}_{12}^{0.5} \text{Pr}_1^{0.33}, \quad C_d^0 = 24 / \text{Re}_{12} + 4 / \text{Re}_{12}^{0.5} + 0.38,$$

$$M_{12} = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| / a_1, \quad \text{Re}_{12} = \rho_1^\circ d |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| / \mu_1, \quad \text{Pr}_1 = c_p \mu_1 / \lambda_1 \quad (8)$$

Здесь $\text{Re}_{12}, \text{Pr}_1, M_{12}$ – числа Рейнольдса, Прандтля и местное число Маха (a_1 – местная скорость звука в газе); μ_1, λ_1, c_p – коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и теплоемкости (при постоянном давлении) газа; d – диаметр частицы.

Пусть часть пространства, ограниченная слева и снизу жесткими стенками, заполнена газом и слоем газовзвеси частиц высотой h . В начальный момент времени вблизи левой границы возникает сильное возмущение газа, обусловленное плоской УВ длины l с треугольным профилем скорости. При этом будем считать, что на фронте волны параметры газа удовлетворяют соотношениям Ренкина-Гюгонио, за фронтом реализуется изэнтропичное течение, а частицы имеют нулевую скорость. В качестве граничных условий на стенках для газа примем условие непротекания, а для частиц – условие свободного стока, моделирующее их выпадение на стенку.

Общая система уравнений движения смеси (1)-(5) с замыкающими соотношениями (6)-(8), начальными и граничными условиями решалась модифицированным методом крупных частиц [6,7]. Точность расчетов контролировалась путем проведения повторных вычислений с уменьшенными вдвое шагами по времени и координатам. Для проверки правильности работы составленного алгоритма были проведены расчеты по распространению плоской УВ в «чис-

том» (без частиц) газе. Сравнение результатов полученного численного решения с решением, имеющимся в [1], показало их полное соответствие. В качестве характерной длины задачи использовалась минимальная характерная длина

$$L_* = \min(L_v, L_T, l, h),$$

где L_v , L_T - длины релаксации скоростей и температур фаз. Расчеты проводились при начальном числе Маха волны $M=4,17$, относительном массовом содержании частиц в слое $m_2 = \rho_{20} / \rho_{10} = 1$ и их диаметре $d=60$ мкм. Начальная длина УВ и высота слоя газозвеси составляли соответственно 0,45 м и 0,1 м.

Расчеты показали, что, попадая за фронт УВ, частицы быстро разгоняются до местной скорости газа, при этом они подтормаживают газ и вызывают более сильное затухание волны. Поскольку фронт волны в слое газозвеси отстает от волны в газе, то возникает поперечный поток газа, причем его скорость сразу за фронтом направлена вниз, а вдали от него – наоборот, вверх в сторону чисто газового течения. Таким образом, ударная волна, движущаяся по газу, как бы «подпытывает» волну в слое газозвеси и «подтягивает» ее за собой. В результате передние фронты волн, движущихся по газу и слою газозвеси, выравниваются.

Появление поперечных потоков газа приводит к эффектам поднятия и оседания частиц. Например, к моменту времени 3 мс от начала движения УВ частицы за волной поднимаются вверх на значительные расстояния и занимают область в форме «горба» высотой примерно $1,5h$ от поверхности слоя (рисунок 1б). Увлекая частицы, поток газа за фронтом УВ как бы сгребает их, и они накапливаются в некоторой зоне, ширина которой со временем растет. Кроме того, частицы под действием поперечного потока газа за фронтом волны перемещаются вниз, концентрируясь вблизи нижней границы. В связи с этим непосредственно за фронтом УВ образуется треугольная зона повышенной плотности дисперсной фазы. Интересно заметить, что на некотором расстоянии от фронта волны имеется область пониженной плотности газа, примыкающая к нижней стенке (рисунок 1а).

Таким образом, за фронтом нестационарной УВ, скользящей над слоем частиц, происходит существенное перераспределение дисперсной фазы: непосредственно за фронтом волны частицы накапливаются вблизи нижней границы, а вдали от фронта они, наоборот, поднимаются вверх на значительные расстояния.

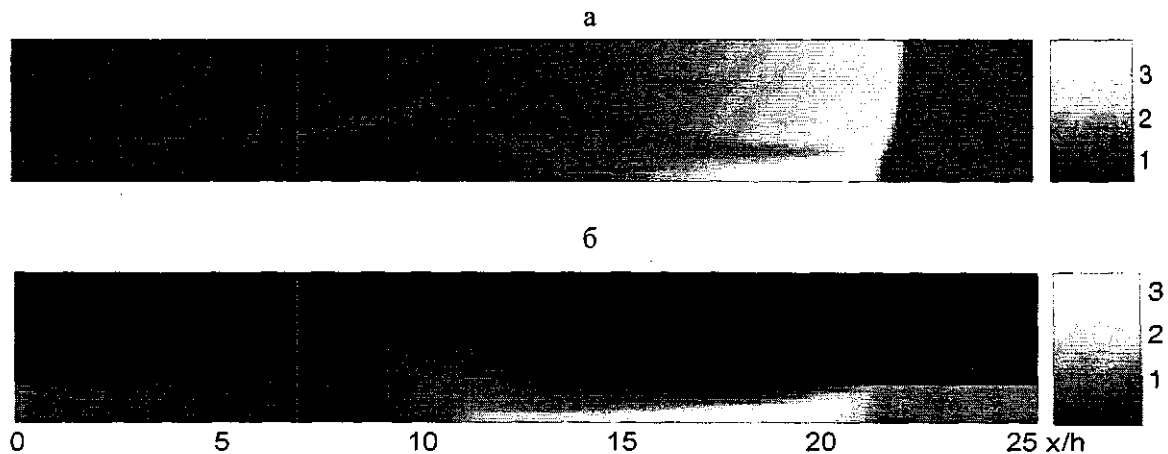


Рисунок 1-Распределение безразмерных плотностей газа (а) и частиц (б) за фронтом УВ (плотности фаз отнесены к начальной плотности невозмущенного газа)

Литература

- 1 Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. -М.: Наука, 1987.
- 2 Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И. Газовая динамика многофазных сред // ВИНТИ. Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. -1981.-Т.16.-С.209-292.
- 3 Гольцикер А.Д., Тараканов С.В., Тодес О.М., Чивилихин С.А. Формирование плоской релаксационной волны в аэрозвеси твердых частиц //Журн. прикл. мех. и тех. физ.-1977.-№2.-С.57-66.
- 4 Kuhl A.L., Chien K., Ferguson R.E., et al. Simulation of a turbulent dusty boundary layer behind shock // Current topics in shock waves: Proc. Of the 17th Intern. Symp. On shock waves and shock tubes. S.I., 1990.-P. 762-769.
- 5 Бойко В.М., Папырин А.Н. О динамике образования газозвеси за ударной волной, скользящей вдоль поверхности сыпучей среды // Физика горения и взрыва.-1978.-Т.23, №2.-С.122-126.
- 6 Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике.- М.: Наука, 1982.
- 7 Губайдуллин А.А., Ивандаев А.И., Нигматулин Р.И. Модифицированный метод крупных частиц для расчета нестационарных волновых процессов в многофазных дисперсных средах // Журн. вычисл. мат. и мат. физ.-1977.-Т.17, №6.-С.1531-1544.

Қорытынды

Бұл жұмыста соққылы толқынның горизонталь қабырға бойындағы газ бен майда бөлшектерден тұратын қабат арқылы жылжу процесі зерттелген. Есептеу барысында толқынның әсерінен бөлшектердің жоғары қарай көтерілетіндігі анықталды.

Summary

In this paper the process of shock wave penetration through the horizontal gas-particle layer was investigated. The effect of particles lifting was discovered.