

УДК 532.529+532.5:544.3

РОЛЬ МЕЖЧАСТИЧНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПЛОТНЫМ СФЕРИЧЕСКИМ СЛОЕМ ГАЗОВЗВЕСИ

Т. А. Хмель, А. В. Фёдоров

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

В рамках модели механики сплошной среды с учетом гранулярного давления в плотной газозвеси рассмотрена задача о взаимодействии расходящейся сферической ударной волны со слоем частиц. Анализируется влияние межчастичных столкновений на процесс разлета. Установлено, что генерация столкновительного давления и формирование ударно-волновых структур в газозвеси являются определяющими факторами движения облака частиц на начальной стадии.

Ключевые слова: газозвеси, ударные волны, диспергирование, столкновительная динамика.

DOI 10.15372/FGV20170408

ВВЕДЕНИЕ

Задачи взаимодействия ударных волн (УВ) с пылевыми слоями возникают в связи с проблемами подавления/предотвращения детонации в реагирующих средах. Есть и иные приложения исследования этих процессов. Так, при взаимодействии УВ со слоями реагирующих частиц возможно формирование облаков взрывоопасной концентрации [1]. С другой стороны, взрывное диспергирование оболочки инертных частиц под действием центрального заряда является одним из способов гашения очагов горения или детонации.

Экспериментальные и теоретические исследования различных аспектов диспергирования и воспламенения газозвесей при центральном взрыве представлены в работах [2–7]. Характерными чертами процесса разлета являются неустойчивость поверхности облака и агломерация частиц [6, 7]. Эта неустойчивость возникает при взаимодействии УВ с комбинированным разрывом.

Теоретическое описание и численное моделирование проводилось в [2] на основе модели Баера — Нанзиато и в [3–6] в приближении разреженной газозвеси. В [2] давление в фазе частиц учитывалось, но без определения гранулярной составляющей температуры, связанной с энергией хаотического движения частиц. Столкновительные эффекты на основе пред-

ставлений теории гранулированных материалов учитывались в [5], однако в рамках модели, адекватно описывающей лишь течения взвеси с малой объемной концентрацией частиц. В то же время при взаимодействии УВ с плотными слоями столкновения частиц могут быть определяющим фактором на начальной стадии разлета газозвеси и, кроме того, способствовать агломерации частиц.

Физико-математическая модель двухфазной среды для описания ударно-волновой динамики плотных газозвесей с осредненным описанием столкновений частиц между собой на основе молекулярно-кинетических представлений теории гранулированных материалов была разработана в [8, 9]. Модель применялась в [10, 11] для анализа распространения ударных и детонационных волн в столкновительных газозвесах и ударно-волнового диспергирования слоев. В настоящей работе в рамках одномерного нестационарного приближения данной модели исследуется процесс взаимодействия расходящейся УВ со сферическим слоем частиц высокой плотности. Целью работы является анализ влияния столкновительной динамики частиц на характеристики течения двухфазной смеси в процессе разлета газозвеси.

СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЫ

Детальное изложение модели приведено в [8, 9]. В настоящей работе представлено приближение, в котором пренебрегается до-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 16-19-00010).

© Хмель Т. А., Фёдоров А. В., 2017.

лей потери импульса дискретной фазы за счет неупругости столкновений, но учитывается диссипация энергии хаотического движения при столкновениях неупругих шероховатых частиц. Основные уравнения в рамках механики взаимопроникающих континуумов вытекают из законов сохранения массы, импульса и энергии для смеси в целом. Для сферически-симметричных одномерных течений уравнения записываются в форме

$$\frac{\partial r^2 \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial r^2 \mathbf{F}}{\partial r} = r^2 \mathbf{\Gamma}. \quad (1)$$

Векторы решений для газа и частиц и векторы потоков имеют следующий вид:

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

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} \Gamma_1 \\ \Gamma_2 \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{W}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_1 u_1 \\ \rho_1 E_1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\mathbf{F}_1 = \begin{pmatrix} \rho_1 u_1 \\ m_1 p_1 + \rho_1 u_1^2 \\ \rho_1 u_1 E_1 + m_1 p_1 u_1 \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{W}_2 = \begin{pmatrix} \rho_2 \\ \rho_2 u_2 \\ \rho_2 E_2 \\ \rho_2 E_c \end{pmatrix}, \quad (4)$$

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

Векторы правых частей газа определяются следующим образом:

$$\mathbf{\Gamma}_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{2m_1 p_1}{r} - p_1 \frac{\partial m_2}{\partial r} - f \\ -q_2 - f u_2 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\mathbf{\Gamma}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{2m_2 p_2}{r} + p_1 \frac{\partial m_2}{\partial r} + f \\ q_2 + f u_2 \\ p_1 \frac{\partial u_2 m_2}{\partial r} - I_0 + f u_2 \end{pmatrix}.$$

Здесь ρ_i , u_i , p_i , m_i — соответственно средняя плотность, скорость, давление и объемная концентрация фаз, $\rho_i = \rho_{ii} m_i$, ρ_{ii} — собственная (истинная) плотность, индексы 1 и 2 относятся соответственно к газовой фазе и частицам; I_0 — диссипация энергии хаотического движения частиц; f — сила межфазного взаимодействия; q — удельный тепловой поток. Уравнения для частиц, кроме обычных, включают дополнительное уравнение баланса энергии хаотического движения частиц с учетом потерь при неупругих столкновениях шероховатых частиц, которые учитываются в уравнении баланса тепла в фазе частиц [9].

Соотношения для описания процессов межфазного взаимодействия (величин f , q) зависят от протекающих процессов и объемной концентрации частиц. В процессах межфазного взаимодействия учитывается зависимость коэффициента сопротивления от объемной концентрации частиц (например, в форме [12]), для малых объемных концентраций — корреляция по числу Маха обтекания частиц [13]:

$$f = \frac{3m_2 \rho_{11}}{4d} c_D |u_1 - u_2| (u_1 - u_2),$$

$$c_D = c_{D1} \text{ при } m_2 \leq 0.08,$$

$$c_D = c_{D2} \text{ при } m_2 > 0.45,$$

$$c_D = [(m_2 - 0.08)c_{D2} + (0.45 - m_2)c_{D1}]/0.37$$

$$\text{при } 0.08 < m_2 \leq 0.45,$$

$$c_{D1}(\text{Re}, M) = \left[1 + \exp\left(-\frac{0.43}{M^{4.67}}\right) \right] \times \quad (6)$$

$$\times \left(0.38 + \frac{24}{\text{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\text{Re}}} \right),$$

$$c_{D2}(\text{Re}, m_2) = \frac{4}{3m_1} \left[1.75 + \frac{150m_2}{(1 - m_2)\text{Re}} \right],$$

$$\text{Re} = \frac{\rho_{11} d |u_1 - u_2|}{\mu}, \quad M = \frac{|u_1 - u_2| \sqrt{\rho_{11}}}{\sqrt{\gamma_1 p}},$$

$$q = \frac{6m_2\lambda_1}{d^2} \text{Nu}(T_1 - T_2), \quad (7)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0.6\text{Re}^{1/2}\text{Pr}^{1/3}.$$

Здесь d — диаметр частиц, c_D — коэффициент сопротивления частиц, λ_1 — теплопроводность газа, Re , Nu , Pr — числа Рейнольдса, Нуссельта, Прандтля, μ — вязкость газа, T — температура, γ — показатель адиабаты.

Уравнения состояния фаз принимаются следующими:

$$m_1p_1 = (\gamma_1 - 1)\rho_1e_1, \quad m_2p_2 = m_2p_1 + p_c, \quad (8)$$

$$p_c = G(m_2)\rho_2e_c;$$

$$G(m_2) = \frac{1}{2}\alpha_t[1 + 2(1 + \varepsilon)m_2g(m_2)], \quad (9)$$

$$g(m_2) = [1 - (m_2/m_*)^{4m_*/3}]^{-1};$$

$$E_1 = e_1 + u_1^2/2, \quad E_2 = e_c + e_2 + u_2^2/2 + Q, \quad (10)$$

$$E_c = e_c + u_2^2/2;$$

$$e_1 = c_{v1}T_1, \quad e_2 = c_{v2}T_2.$$

В (8), (9) e_c — средняя энергия хаотического движения частиц, определяемая как осредненная по единице объема кинетическая энергия пульсаций скорости частиц; Q — тепловой эффект реакции горения; p_c — давление, генерируемое столкновениями частиц. Отметим, что при достижении предельных значений объемной концентрации частиц, $m_2 = m_*$, функция $g(m_2)$, характеризующая давление в фазе частиц, неограниченно возрастает (так как частицы считаются несжимаемыми, $\rho_{22} = \text{const}$). В численных расчетах задавалось некоторое предельное значение, ограничивающее это давление (скорость звука в фазе частиц ограничена скоростью звука в твердом материале). Используемая в (9) константа α_t определяется коэффициентами формы k ($k = 0.4$ для сфер), шероховатости β и релаксации ε :

$$\alpha_t = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{a}{b + \sqrt{a^2 + b^2}} \right), \quad (11)$$

$$a = (1 - \beta^2) \frac{1 - k}{1 + k} - 1 + \varepsilon^2, \quad b = 2k \left(\frac{1 + \beta}{1 + k} \right)^2.$$

Величина I_0 определяется следующим образом:

$$I_0 = \frac{6}{\pi d} C_0 \rho_2 m_2 g(m_2) (e_c^{3/2} - e_{c0}^{3/2}). \quad (12)$$

Здесь e_{c0} — минимальная энергия хаотического движения частиц (начальный уровень хаотизации). В простейшем случае идеально гладких упругих сфер $\alpha_t = 4/3$, и при малых концентрациях дискретная среда подобна монокристаллу с $\gamma = 5/3$ (именно такое приближение принималось в [5]). Зависимость константы C_0 от параметров частиц приведена в [9].

Верификация модели представлена в [9] сравнением с экспериментальными данными [14] по зависимости скорости переднего фронта волны разрежения (равновесной скорости звука) в газозвеси от давления и размера частиц. Валидация модели проводилась сравнением расчетов [11] с данными экспериментов [15], и получено хорошее совпадение по характеристикам взаимодействия скользящей УВ с плотным слоем, лежащим на плоской поверхности.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Физическая постановка аналогична условиям экспериментов [6, 7]. В экспериментах в центр сферической колбы, окруженной сферическим слоем частиц, помещается заряд взрывчатого вещества (ВВ) (рис. 1). В результате взрыва бустерного заряда внутренний объем заполняется продуктами детонации (ПД), и под воздействием возникшего перепада давления происходит разрушение оболочки и разлет частиц.

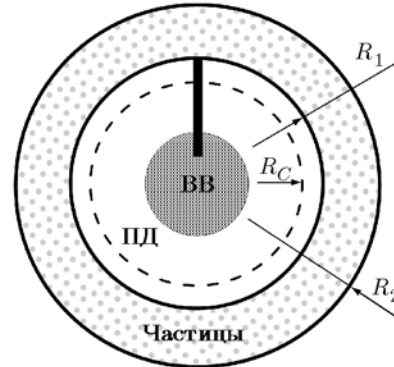


Рис. 1. Физическая постановка задачи

Предполагается, что в некоторый момент продукты детонации ВВ заполняют сферический объем радиуса R_C и характеризуются однородным распределением плотности и давления. Вне этого объема газ (кислород) находится при нормальных условиях, а в сферическом слое с внутренним и внешним радиусами R_1 и R_2 располагается плотная взвесь частиц. Анализируется динамика разлета частиц при взаимодействии расширяющейся УВ, сформированной при распаде комбинированного разрыва, с окружающим слоем при учете эффектов межчастичных столкновений.

Таким образом, начально-краевая задача формулируется в виде:

$t = 0$:

$$r \leq R_C: \rho_1 = \rho_C, u_1 = 0, e_1 = e_C, \mathbf{W}_2 = 0;$$

$$R_C < r \leq R_1: \mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_{10}, \mathbf{W}_2 = 0;$$

$$R_1 < r \leq R_2: \mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_{102}, \mathbf{W}_2 = \mathbf{W}_{20};$$

$$R_2 < r \leq R_\infty: \mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_{10}, \mathbf{W}_2 = 0;$$

$t > 0$:

$$r = 0: \frac{\partial \rho_1}{\partial r} = 0, u_1 = 0, \frac{\partial e_1}{\partial r} = 0, \mathbf{W}_2 = 0;$$

$$r = R_\infty: \mathbf{W}_1 = \mathbf{W}_{10}, \mathbf{W}_2 = 0.$$

Здесь R_∞ — внешняя граница расчетной области, \mathbf{W}_{10} , \mathbf{W}_{102} — параметры начального невозмущенного состояния соответственно в чистом газе и в газовой фазе в слое частиц, \mathbf{W}_{20} — начальные значения параметров частиц в слое.

Задача решается в предположении сферической симметрии. Для решения уравнений (1)–(10) применялся метод расчета, разработанный и используемый ранее для задач детонационной динамики разреженных газовзвесей [16–19] и задач столкновительной динамики плотных газовзвесей [10, 11]. Метод основан на схеме класса TVD для газа и на расширенной схеме Джентри — Мартина — Дэйли для дискретной фазы с аналогичной аппроксимацией для членов, связанных с хаотическим давлением и энергией столкновений. Для недивергентных членов вида $p_1 \frac{\partial m_2}{\partial r}$ и $p_1 \frac{\partial u_2 m_2}{\partial r}$ производные аппроксимировались согласно алгоритму Джентри — Мартина — Дэйли, значения множителей взяты в центральной точке.

Расчеты проводили при следующих параметрах: $R_C = 0.026$ м, $\rho_C = 1000$ кг/м³, $p_C =$

2.8 ГПа, $R_1 = 0.028$ м, $R_2 = 0.048$ м. Рассматривались частицы стекла диаметром $d = 10$ мкм, плотностью $\rho_{22} = 2200$ кг/м³ и средней по объему плотностью $\rho_{20} = 600$ кг/м³. Параметры столкновительной динамики частиц: $\beta = 0.99$, $\varepsilon = 0.95$, $e_{c0} = 0$, $m_* = 0.6$, $C_0 = 0.5$. Начальные параметры окружающего газа: $\rho_0 = 1$ кг/м³, $p_0 = 0.1$ МПа, $T_0 = 300$ К. Условия задачи соответствуют энергетическому воздействию примерно 73 г ВВ С4 на слой частиц массой около 220 г.

ЗАМЕЧАНИЕ ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ

Отметим, что при высоком давлении газа во внутреннем объеме следовало бы использовать уравнения состояния для продуктов детонации ВВ вида $p = \varphi(\rho) + [(\gamma(\rho) - 1)\rho e]$, например, в форме уравнения Куропатенко [20]. Широко используется также известное уравнение Джона — Уилкинса — Ли (JWL) [21], где

$$\varphi(\rho) = A \left(1 - \omega \frac{\rho}{\rho_* K_1} \right) \exp \left(- K_1 \frac{\rho_*}{\rho} \right) +$$

$$+ B \left(1 - \omega \frac{\rho}{\rho_* K_2} \right) \exp \left(- K_2 \frac{\rho_*}{\rho} \right), \quad \gamma = \text{const.}$$

Существует множество подобных уравнений состояния. Константы для ВВ С4 приведены в [22]: $\rho_* = 1.60$ г/см³ (плотность ВВ в кристаллическом состоянии), $\omega = 0.25$, $A = 609.8$ ГПа, $B = 12.95$ ГПа, $K_1 = 4.5$, $K_2 = 1.4$. В работе [20] определены некоторый универсальный вид функции $b(\rho)$ и зависимость параметра γ от относительного сжатия вещества, адекватно описывающие ряд различных ВВ:

$$\varphi(\rho) = \begin{cases} \rho_* D_*^2 A (\delta - \delta_*)^m, & x > 1, \\ 0, & x \leq 1, \end{cases}$$

$$\gamma(\rho) = \begin{cases} \gamma_\infty, & x > 1, \\ \gamma_0 + (\gamma_\infty - \gamma_0)x(3 - 3x + x^2), & x \leq 1, \end{cases}$$

с константами $A = 0.1543$, $m = 2.284$, $\gamma_\infty = 1.67$, $\gamma_0 = 1.375$, $\delta_* = 0.35$, $x = \delta/\delta_*$. Здесь ρ_* , D_* — соответственно плотность кристаллического ВВ и скорость детонации в твердом ВВ. На рис. 2 приведено сравнение зависимостей $p(\rho)$ для различных уравнений состояния ВВ С4: Джона — Уилкинса — Ли (линия JWL), Куропатенко (линия К), Ландау $p = A\rho^3$

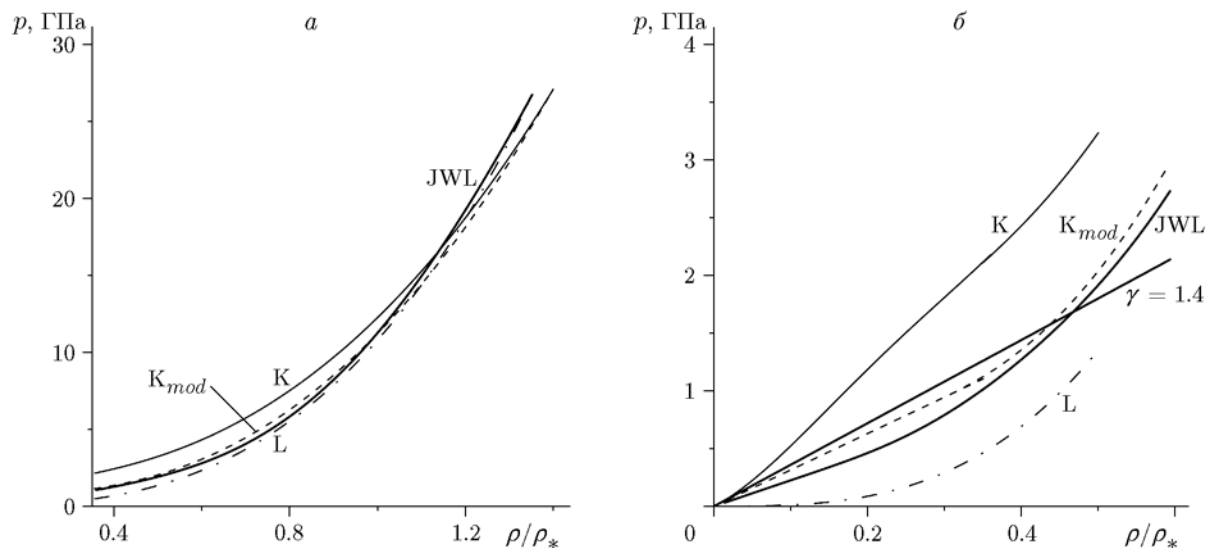


Рис. 2. Уравнения состояния JWL, Ландау (L) и Куропатенко (K) для ВВ С4

(линия L), а также формула Куропатенко при определенных нами константах $A = 0.17$, $m = 2.284$, $\gamma_\infty = \gamma_0 = 1.35$, $\delta_* = 0.3$, приближенная к кривой JWL (линия K_{mod}). В областях высокого сжатия (рис. 2,а) все кривые находятся очень близко друг к другу, причем уравнение состояния JWL наиболее соответствует кубической зависимости Ландау. На рис. 2,б представлена область $\rho/\rho_* < 0.5$, где видно значительное расхождение зависимостей Куропатенко, JWL и Ландау. Наиболее близка к JWL модифицированная формула Куропатенко. Однако видно, что вполне адекватной для описания расширения продуктов детонации в этой области параметров является и простая линейная зависимость $p = (\gamma - 1)\rho e$ с $\gamma = 1.4$ (см. рис. 2,б), которая и использовалась нами в численных расчетах. Этого достаточно для наших целей — выяснения качественных особенностей возникающего течения.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Результаты расчетов представлены на рис. 3–8. Сплошные линии на рис. 3,а,б,г и рис. 4–7 соответствуют параметрам газа, штриховые линии и жирные цифры — параметрам частиц.

На рис. 3 показана начальная стадия взаимодействия УВ со слоем частиц в различные моменты времени. Необходимо отметить, что при вхождении УВ в плотное облако происходят торможение фронта и трансформация УВ в

газовой фазе в дисперсионную волну, что можно видеть на приведенных профилях плотности (рис. 3,а). В то же время в слое частиц формируется и распространяется столкновительная УВ, опережающая фронт УВ в газе (сравните кривые для газа и частиц в одни и те же моменты времени на рис. 3,а). Возможность формирования столкновительной УВ в облаке пыли при вхождении в него УВ была показана в [10]. Здесь концентрация частиц в зоне релаксации за фронтом соответствует состоянию плотной упаковки (m_2 достигает значения 0.594 при $m_* = 0.6$). На рис. 3,б приведены профили давления газа в смеси $p = m_1 p_1$ и гранулярного давления p_c . Как видно, гранулярное давление достигает больших величин в областях значительного уплотнения частиц, что, по всей видимости, способствует агломерации частиц, наблюдаемой в экспериментах [6, 7]. При этом также достаточно велика энергия хаотического движения частиц, профили которой показаны на рис. 3,в. Следует отметить, что хаотическое движение частиц, появившееся в области внутренней кромки слоя частиц при вхождении в слой сильной УВ, хотя и является весьма интенсивным (что способствует заметному «размазыванию» внутренней границы облака), но быстро (к моменту времени $t = 4$ мкс) затухает. В то же время за фронтом столкновительной волны характерная скорость пульсаций скорости частиц, определяемая как $\sqrt{2e_c}$, в момент времени 4 мс составляет около 0.3 м/мс и затухает медленно.

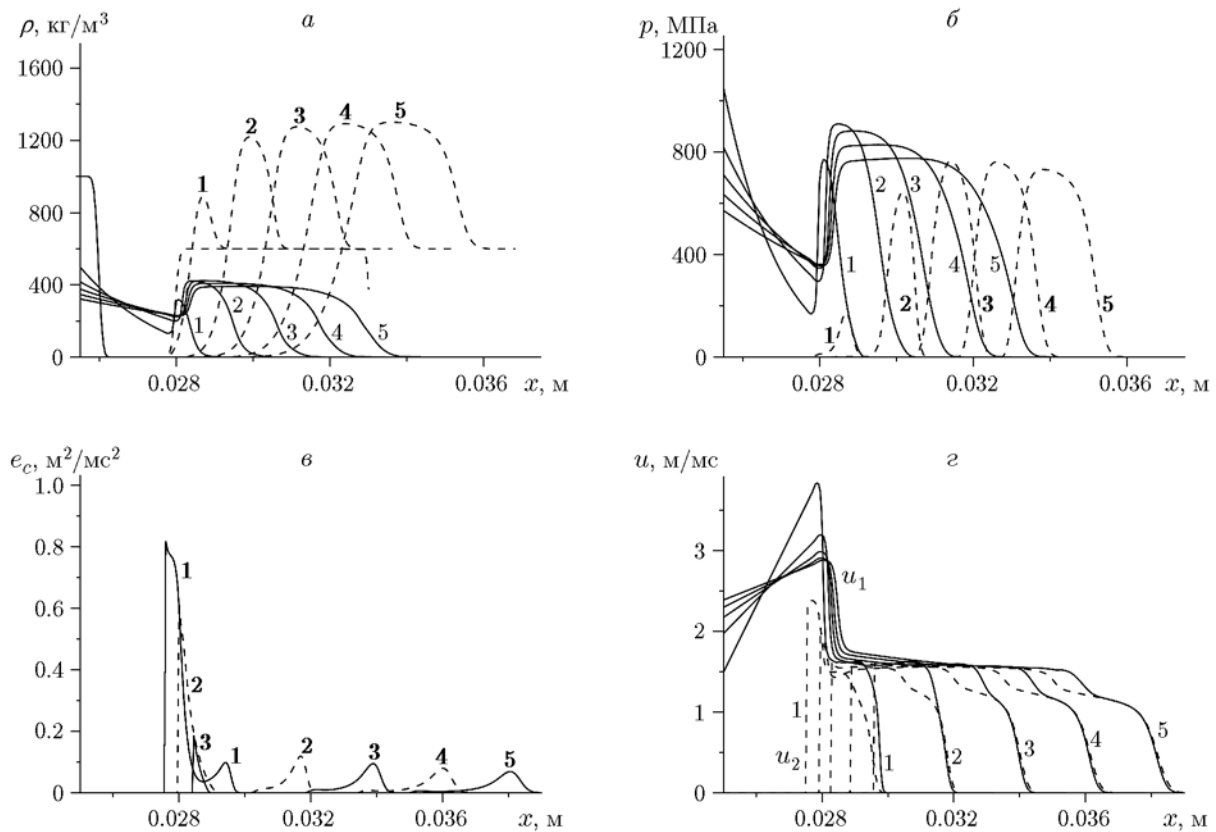


Рис. 3. Вхождение ударной волны в плотное облако частиц:

$\Delta t = 1$ мкс, цифры около линий — время, мкс (жирные относятся к параметрам частиц, светлые — к параметрам газа)

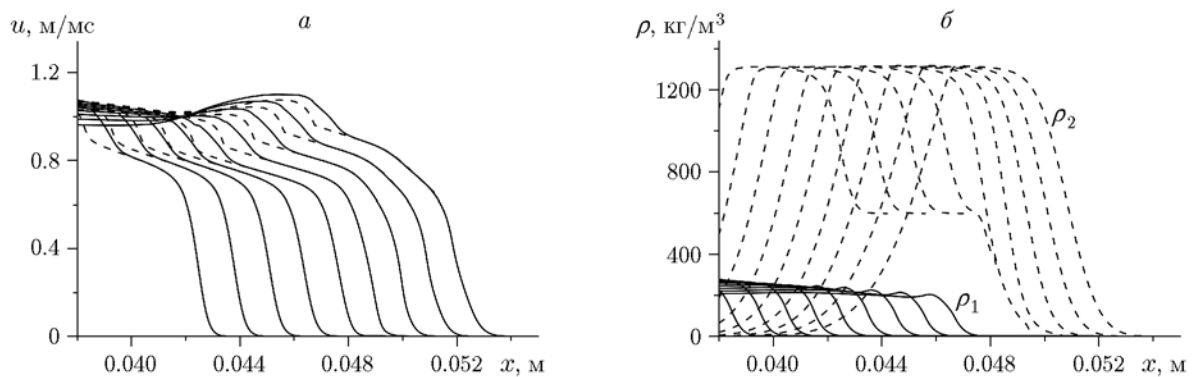


Рис. 4. Движение ударной волны внутри облака частиц ($\Delta t = 1$ мкс)

По мере того как волна в дискретной фазе достигает внешней границы слоя частиц, начинается движение границы облака частиц, и происходит это до прихода на границу фронта волны в газе (сравните местоположения фронтов в момент времени $t = 5$ мкс на рис. 3,а). На соответствующих профилях скоростей фаз

(рис. 3,г) видно, что штриховые линии расположены правее сплошных, т. е. движение частиц на передней кромке облака является опережающим относительно газа. Быстрая скоростная релаксация между частицами и газом за этим фронтом обусловлена тем, что плотность газа здесь на порядки меньше плотности

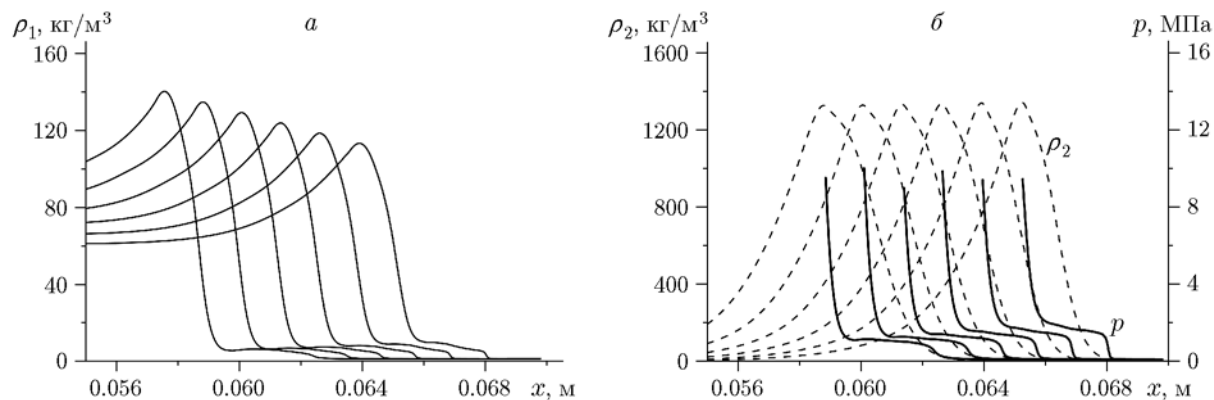


Рис. 5. Формирование опережающего скачка внутри облака:

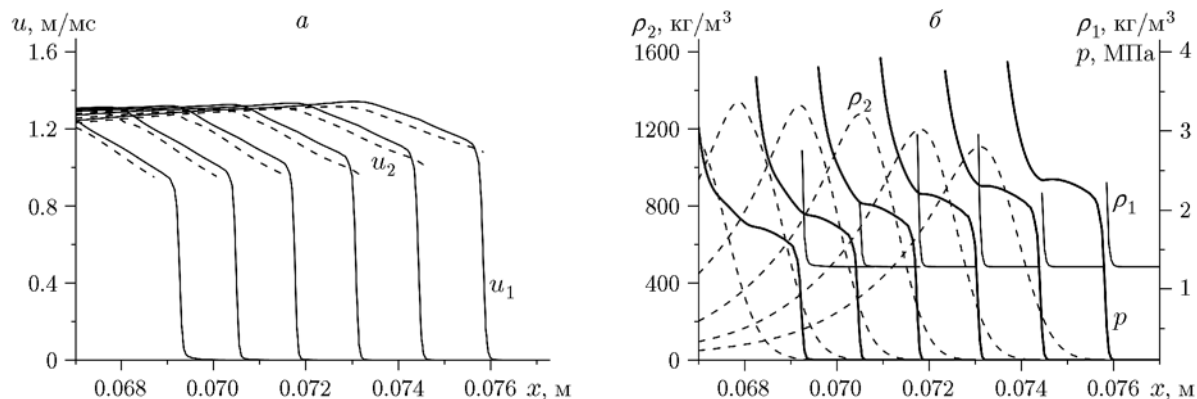
 $t = 28 \div 33$ мкс, $\Delta t = 1$ мкс

Рис. 6. Выход ударной волны из облака частиц:

 $t = 34 \div 39$ мкс, $\Delta t = 1$ мкс

частиц. В то время как в распространяющейся следом дисперсионной волне с лидирующим фронтом в газе плотность газа в зоне релаксации лишь в несколько раз меньше плотности частиц. Эти участки кривых, где сплошные и штриховые линии расходятся, затем снова сходятся (зоны релаксации), хорошо заметны на профилях $t = 2 \div 4$ мкс. Вертикальные штриховые линии в окрестности $x = 0.028$ м на рис. 3, в, г указывают на местоположение внутренней границы облака (в расчетах при достижении условного минимального значения плотности частиц скорость частиц и энергия хаотического движения считались равными нулю).

Облако частиц, приведенное в движение за счет столкновительного давления, в течение некоторого времени продолжает двигаться впереди фронта УВ в газе. На рис. 4 показаны распределения скоростей и плотностей фаз в период $10 \div 18$ мкс. Скорость распространения вол-

ны в газе составляет 1.4 км/с при $t = 10$ мкс и 1.2 км/с при $t = 20$ мкс (замедление фронта обусловлено геометрическим фактором).

В этот период в газовой фазе вблизи передней кромки облака частиц формируется еще одна опережающая волна сжатия, связанная с движением частиц. Эта волна в последующем преобразуется в ударную волну небольшой амплитуды, распространяющуюся впереди основного фронта (рис. 5, $t = 28 \div 33$ мкс). Формирование переднего скачка из слабой дисперсионной волны сжатия и рост его амплитуды хорошо прослеживаются на профилях давления на рис. 5, б (сплошные линии). Местоположение фронта в период формирования скачка коррелирует с передним фронтом облака частиц, в последующем лидирующая УВ в газе выходит из облака частиц (рис. 6, $t = 34 \div 39$ мкс). По мере выхода лидирующей УВ из облака наблюдается некоторое ее усиление (несмотря на гео-

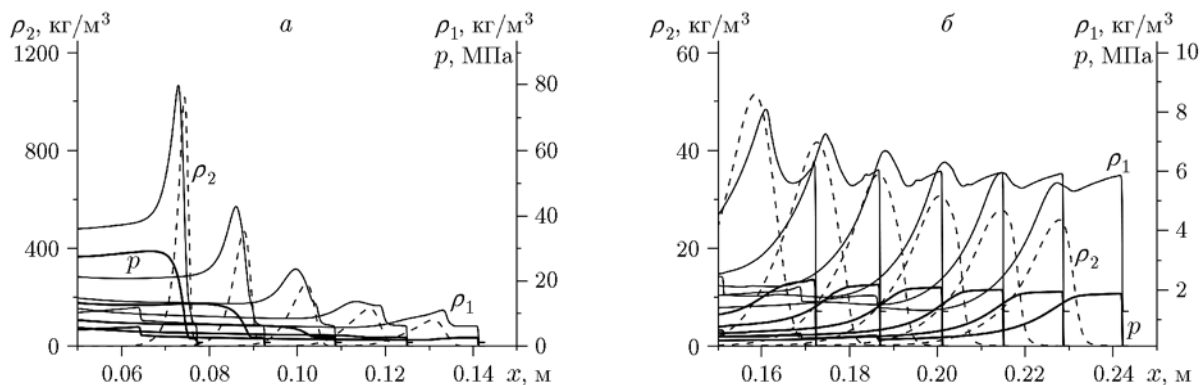


Рис. 7. Распространение ударной волны впереди облака частиц:
 $t = 40 \div 80$ (а), $100 \div 150$ мкс (б), $\Delta t = 10$ мкс

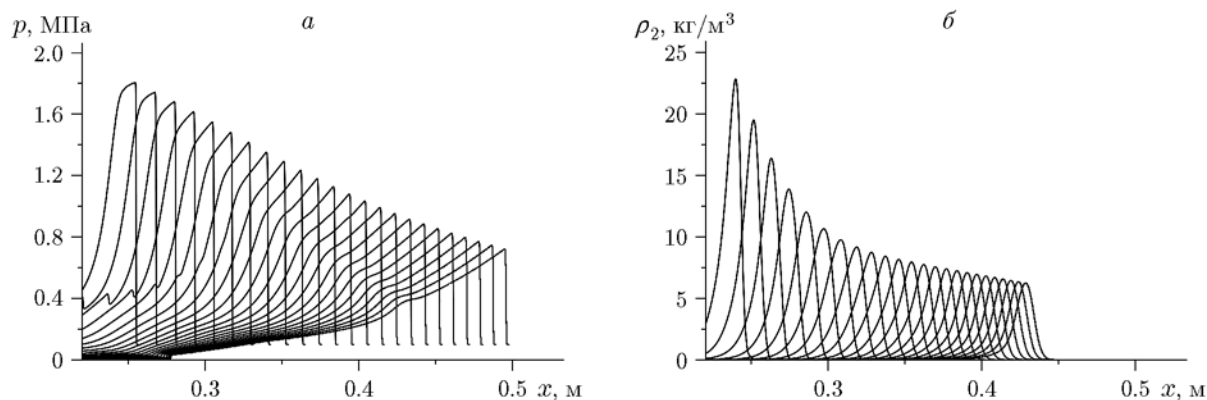


Рис. 8. Затухание ударной волны (а) и торможение облака мелких частиц (б):
 $t = 0.15 \div 0.39$ мс, $\Delta t = 10$ мкс

метрический фактор), что прослеживается как на профилях скорости (рис. 6,а), так и на профилях давления (жирные линии на рис. 6,б). Далее УВ распространяется впереди облака (рис. 7, $t = 40 \div 70$ мкс (а) и $100 \div 150$ мкс (б)).

Дальнейшее распространение фронта УВ и облака мелких частиц характеризуется замедлением и уменьшением амплитуды УВ (рис. 8,а, $t = 0.15 \div 0.39$ мс). В то же время облако частиц приходит в скоростное равновесие с течением газа в области волны разрежения за фронтом затухающей УВ и замедляется (рис. 8,б). На рис. 9 показаны профили давления при дальнейшем распространении, а также нанесена (штриховой линией) асимптотика Ландау затухания амплитуды сферической УВ $\Delta p/p_0 = \alpha/[x\sqrt{\ln(x/\beta)}]$ [23], с которой результаты расчетов согласуются при $\alpha = 0.92$, $\beta = 0.8$, $x > 1.6$.

Таким образом, эффект опережающего движения частиц относительно фронта УВ в

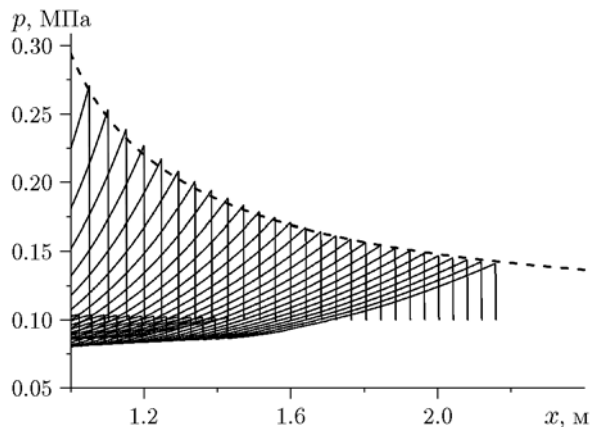


Рис. 9. Сравнение с асимптотикой Ландау в интервале времени $t = 1.2 \div 3.7$ мс

газе в наших расчетах не получен. Возможно, причина заключается в том, что рассматривалась взвесь относительно мелких частиц

и не учитывались процессы агломерации. Отметим, что в работах [24, 25] в рамках приближения одиночных частиц установлено, что опережение частицами фронта затухающей УВ возможно лишь для крупных частиц (агломератов) диаметром более 250 мкм и при определенных дополнительных условиях, определяемых энергией взрыва и начальным местоположением частицы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модельных представлений о рабочем теле задачи изучено влияние столкновительных эффектов в динамике разлета газовзвеси при взрыве центрального заряда ВВ. Взаимодействие расширяющейся ударной волны в газе с плотным слоем мелкодисперсных частиц исследовано методами численного моделирования сферически-симметричных двухфазных течений. Описание динамики частиц проводилось с учетом столкновительных эффектов (гранулярного давления) в рамках уравнений Эйлера, дополненных уравнениями баланса энергии хаотического движения частиц.

Установлено, что столкновительное давление, возникающее за счет развития хаотического движения частиц в слое под воздействием ударной волны, играет определяющую роль в сценарии начальной стадии движения облака частиц и формирования ударно-волновых структур в газовзвеси.

При вхождении ударной волны в слой частиц внутри формируются ударно-волновые структуры с лидирующим скачком в дискретной фазе, что способствует интенсивному движению частиц. В дальнейшем происходит трансформация структур с формированием опережающего скачка в газе, который является лидирующим при выходе ударной волны из слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Федоров А. В. Смесеобразование при распространении волновых процессов в газовзвесах (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 1. — С. 21–37.
2. Zhang F., Frost D. L., Thibault P. A., Murray S. B. Explosive dispersal of solid particles // Shock Waves. — 2001. — V. 10. — P. 431–443.
3. Balakrishnan K., Nance D. V., Menon S. Simulation of impulse effects from explosive charges containing metal particles // Shock Waves. — 2010. — V. 20. — P. 217–239.
4. Кул А. Л., Белл Дж. Б., Бекнер В. Е. Континуальная модель гетерогенной среды для описания горения частиц алюминия при взрывах // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 4. — С. 72–89.
5. Кул А. Л., Балакришнан К. Газодинамическая модель течения слабозапыленной двухфазной среды с горением // Физика горения и взрыва. — 2012. — Т. 48, № 5. — С. 59–76.
6. Sturtzer C. A., Sturtzer M. O., Veysière B., Khasainov B. A. Investigations of the explosively dispersed glass particles // Proc. 24th ICDERS, July 28 – August 2, 2013, Taipei, Taiwan. — P. 1–6.
7. Grégoire Y., Sturtzer M.-O., Khasainov B. A., Veysière B. Cinematographic investigations of the explosively driven dispersion and ignition of solid particles // Shock Waves. — 2014. — V. 24. — P. 393–402.
8. Fedorov A. V., Khmel T. A. Description of shock wave processes in gas suspensions using the molecular-kinetic collisional model // Heat Transfer Res. — 2012. — V. 43, N 2. — P. 95–107.
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. Хмель Т. А., Федоров А. В. Моделирование распространения ударных и детонационных волн в запыленных средах при учете межчастичных столкновений // Физика горения и взрыва. — 2014. — Т. 50, № 5. — С. 53–62.
11. Khmel T. A., Fedorov A. V. Numerical simulation of dust dispersion using molecular-kinetic model for description of particle-to-particle collisions // J. Loss Prevent. Process Ind. — 2015. — V. 36. — P. 223–229.
12. Ивандяев А. И., Кутушев А. Г., Рудаков Д. А. Численное исследование метания слоя порошка сжатым газом // Физика горения и взрыва. — 1995. — Т. 31, № 4. — С. 63–70.
13. Fedorov A. V., Khmel T. A. Cellular detonations in bi-dispersed gas-particle mixtures // Shock Waves. — 2008. — V. 18. — P. 277–280.
14. 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.
15. 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. 6. — P. 179–187.
16. Федоров А. В., Харламова Ю. В., Хмель Т. А. Отражение ударной волны в облаке пыли // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 1. — С. 121–131.

17. **Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А.** Особенности ячеистой детонации в полидисперсных газовзвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 85–94.
18. **Кратова Ю. В., Федоров А. В., Хмель Т. А.** Дифракция плоской детонационной волны на обратном уступе в газовзвеси // Физика горения и взрыва. — 2009. — Т. 45, № 5. — С. 95–107.
19. **Федоров А. В., Хмель Т. А.** Численное моделирование инициирования детонации при вхождении ударной волны в облако частиц алюминия // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 1. — С. 114–122.
20. **Куропатенко В. Ф.** Уравнение состояния продуктов детонации конденсированных ВВ // Численные методы механики сплошной среды. — 1977. — Т. 8, № 6. — С. 68–71.
21. **Menikoff R.** JWL Equation of State. — Los Alamos Nat. Lab. Rep. LA-UR-15-29536. 2015-12-15.
22. **Физика взрыва** / под ред. Л. П. Орленко. — М.: Физматлит, 2003. — Т. 1.
23. **Ландау Л. Д.** Об ударных волнах на больших расстояниях от места их возникновения // Прикл. математика и механика. — 1945. — Т. IX, № 4. — С. 286–292.
24. **Федоров А. В., Тетенов Е. В., Вессьер Б.** Воспламенение газовзвеси частиц металлов при реальном взрыве. I. Постановка задачи и решение в автомодельном приближении // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 5. — С. 16–21.
25. **Федоров А. В., Тетенов Е. В., Вессьер Б.** Воспламенение газовзвеси частиц металлов при реальном взрыве. II. Одномерное нестационарное приближение // Физика горения и взрыва. — 1991. — Т. 27, № 5. — С. 22–28.

Поступила в редакцию 4/Х 2016 г.
