УДК 532.529:518.5

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫБРОСА ГАЗОВЗВЕСИ ИЗ КАНАЛА УДАРНОЙ ТРУБЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СЖАТОГО ГАЗА

А. Г. Кутушев, А. В. Татосов

Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики СО РАН, 625000 Тюмень

Приведены результаты численного счета процесса нестационарного двумерного осесимметричного волнового истечения инертной монодисперсной газовзвеси из канала ударной трубы в окружающее газовое пространство под действием сжатого в камере высокого давления газа. Анализируется разгон дисперсных частиц внутри трубы и в затопленном пространстве за фронтом дифрагирующей воздушной ударной волны. Обсуждается эффект образования вихревого дисперсного кольца в процессе разлета облака частиц. Исследовано влияние основных определяющих параметров метаемого слоя газовзвеси и толкающего газа на дальность разлета облака дисперсных частиц.

ВВЕДЕНИЕ

Дисперсные смеси газа с твердыми взвешенными частицами широко используются в качестве двухфазных рабочих тел в различных аппаратах и установках современной техники, связанной с производством, переработкой и транспортировкой инертных и горючих пылевых и сыпучих материалов, с детонационным нанесением покрытий, с импульсным струйным направленным метанием огнетушащих порошков в очаги горения. Возрастающие требования к интенсификации и безопасности технологических процессов и к оптимизации используемого оборудования вызывают необходимость детального изучения поведения дисперсных сред в условиях переменных динамических нагрузок. При этом особо важное значение приобретают вопросы нестационарного волнового истечения газовзвесей во внешнюю среду из систем высокого давления в условиях их внезапной разгерметизации в аварийных ситуациях. Указанные вопросы актуальны и с точки зрения проектирования и разработки образцов новой техники, предназначенной для дальнего импульсного выброса газодисперсной среды из ствольных установок под действием сжатого газа или продуктов сгорания взрывчатых веществ (ВВ).

Процесс разлета слоя дисперсных частиц в волнах разрежения и сжатия изучается, как правило, экспериментально на ударных трубах и численно на основе методов и уравнений механики многофазных систем. Сравнительно немногочисленные строго аналитические исследования динамики газопылевых сред проводятся лишь в рамках упрощенной схематизации газовзвеси с использованием модели «эффективного» газа. Следует отметить, что до настоящего времени отсутствуют какие-либо серьезные аналитические решения задачи о нестационарном истечении сверхзвуковой струи, формирующейся при дифракции ударной волны, выходящей из канала трубы в окружающее газовое пространство. Некоторые результаты численного решения указанной задачи приведены в [1, 2].

В работе [3] представлены результаты экспериментального исследования динамики разлета облака инертной газовзвеси из камеры высокого давления (КВД) ударной трубы в газовое пространство камеры низкого давления (КНД). В [4] применительно к условиям опытов [3] выполнено математическое моделирование одномерного плоского движения неравновесной дисперсной смеси газа с твердыми монодисперсными частицами мучной пыли. В [5] на ударной трубе экспериментально изучен разлет горящей газовзвеси. В [6] численно исследовано волновое истечение реагирующей смеси газа и горящих частиц унитарного (содержащего окислитель) топлива из КВД в газ КНД испытательной трубы. В [7] для условий опытов [8] проведено математическое моделирование разлета слоя сжатой насыпной среды из КВД в КНД ударной трубы. В работах [3–8], по существу, изучен лишь одномерный разгон дисперсной смеси в канале ударной трубы. Двумерное стационарное сверхзвуковое струйное истечение инертной газовзвеси из канала круглой трубы в окружающее газовое пространство теоретически (численно) и экспериментально исследовано в работе [9]. При этом в [9] не рассмотрено двухфазное течение внутри трубы.

В настоящей работе приведены результаты численного исследования двумерного осесимметричного нестационарного истечения газовзвеси из канала ударной трубы в окружающее открытое пространство под действием сжатого газа КВД.

УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ФАЗ ИНЕРТНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

Пусть имеется смесь газа с твердыми химически инертными взвешенными частицами. Для описания ее движения использованы следующие допущения [10]: расстояния, на которых параметры течения меняются значительно, много больше размеров частиц и расстояний между ними (вне поверхностей ударных скачков в несущей газовой фазе); частицы сферические, а смесь монодисперсная; эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах межфазного взаимодействия; дробление и столкновение частиц отсутствуют; фазовые превращения в смеси не происходят; несущая фаза — идеальный калорически совершенный газ, дисперсная фаза — несжимаемые частицы; объемное содержание дисперсных частиц в смеси много меньше единицы; вклад сил Бассэ и присоединенных масс в общую силу межфазного взаимодействия пренебрежимо мал; отсутствуют внешние массовые силы; изменение внутренней энергии смеси, обусловленное работой силы межфазного трения, целиком осуществляется через несущую фазу.

При сделанных предположениях система квазилинейных дифференциальных уравнений двумерного осесимметричного нестационарного движения инертной газовзвеси имеет следующий вид [11]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_i v_{r,i})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{z,i})}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial (\rho_i v_{r,i})}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_i v_{r,i}^2)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{r,i} v_{z,i})}{\partial z} + \alpha_i \frac{\partial p}{\partial r} = (-1)^i F_r,$$

$$\frac{\partial (\rho_i v_{z,i})}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_i v_{r,i} v_{z,i})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{z,i}^2)}{\partial z} + \alpha_i \frac{\partial p}{\partial z} = (-1)^i F_z, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_2 e_2)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_2 e_2 v_{r,2})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_2 e_2 v_{z,2})}{\partial z} = Q,$$

$$\sum_{i=1}^{2}\Big[\frac{\partial (\rho_i E_i)}{\partial t} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\rho_i v_{r,i} E_i)}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial (r\alpha_i p v_{r,i})}{\partial r} + \frac{\partial (\rho_i v_{z,i} E_i)}{\partial z} + \frac{\partial (\alpha_i p v_{z,i})}{\partial z}\Big] = 0,$$

$$\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad E_i = e_i + 0{,}5(v_{r,i}^2 + v_{z,i}^2),$$

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad i = 1;\, 2,$$

где ρ_i, ρ_i^0 — средняя и истинная плотности соответственно; $v_{r,i}$, $v_{z,i}$ — составляющие скорости в радиальном (r) и осевом (z) направлениях; α_i — объемное содержание; e_i, E_i — удельные внутренняя и полная энергии i-й фазы; p — давление газа; F_r, F_z — составляющие силового взаимодействия фаз в цилиндрических координатах; Q — интенсивность контактного теплообмена газа с частицами.

В системе уравнений (1) представлены уравнения сохранения масс газовой ($i = 1$) и дисперсной ($i = 2$) фаз, уравнения сохранения импульсов газа и частиц, уравнение притока тепла к дисперсным включениям взвеси и уравнение сохранения полной энергии смеси в единице объема.

Используются уравнения состояния идеального калорически совершенного газа и несжимаемых твердых частиц [10]:

$$p = \rho_1^0 R T_1, \quad e_1 = c_1 T_1, \quad \rho_2^0 = \text{const}, \quad e_2 = c_2 T_2 \quad (R, c_1, c_2 = \text{const}). \quad (2)$$

Здесь R — газовая постоянная, c_1 — удельная теплоемкость газа при постоянном объеме, c_2 — удельная теплоемкость частиц, T_i — температура i-й фазы.

Система уравнений (1), (2) замыкается путем задания законов межфазного силового и теплового взаимодействия газовой и дисперсной фаз [10]:

$$F_r = \frac{1}{2} C_d \rho_1^0 \Delta v (v_{r,1} - v_{r,2}) S_m n$$

$$\Big(S_m = \frac{\pi d^2}{4}, \qquad n = \frac{6\alpha_2}{\pi d^3}\Big),$$

$$F_z = \frac{1}{2} C_d \rho_1^0 \Delta v (v_{z,1} - v_{z,2}) S_m n \quad (3)$$

$$\left(\Delta v = \sqrt{(v_{r,1} - v_{r,2})^2 + (v_{z,1} - v_{z,2})^2}\right),$$
$$Q = \pi d \lambda_1 \mathrm{Nu}(T_1 - T_2)n \qquad (\lambda_1 = \mathrm{const}),$$

где C_d — коэффициент сопротивления сферических частиц диаметром d; S_m — площадь миделева сечения частиц; n — число дисперсных частиц в единице объема смеси; Δv — модуль вектора относительной скорости газовой и дисперсной фаз; λ_1 — коэффициент теплопроводности газа; Nu — число Нуссельта газовой фазы, характеризующее теплообмен между газом и взвешенными частицами.

Выражения для C_d и Nu задаются в виде зависимостей, учитывающих сжимаемость и стесненность потока [10]:

$$C_d = C_d^0[1+\exp(-0{,}427\mathrm{M}^{-4{,}63})]\alpha_1^{-k} \quad (k = \mathrm{const}),$$
$$C_d^0 = \frac{24}{\mathrm{Re}} + \frac{4}{\sqrt{\mathrm{Re}}} + 0{,}4 \quad (0 \leqslant \mathrm{Re} \leqslant 2\cdot 10^5),$$
$$\mathrm{Re} = \frac{\rho_1^0 \Delta v d}{\mu_1}, \quad \mathrm{M} = \frac{\Delta v}{a_1}, \quad a_1^2 = \gamma\frac{p}{\rho_1^0} \tag{4}$$
$$(\mu_1 = \mathrm{const}),$$
$$\mathrm{Nu} = 2\exp(-\mathrm{M}) + 0{,}459\mathrm{Re}^{0{,}55}\mathrm{Pr}^{0{,}33}, \quad \mathrm{Pr} = \frac{\gamma c_1 \mu_1}{\lambda_1}.$$

Здесь C_d^0 — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной сферической твердой частицы для условий обтекания ее безграничным стационарным потоком несжимаемой жидкости; M, Pr, Re — числа Маха относительного движения фаз, Прандтля и Рейнольдса соответственно; a_1 и μ_1 — соответственно адиабатическая скорость звука и динамическая вязкость газовой фазы; γ — показатель адиабаты газа; k — коэффициент, учитывающий стесненность потока.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Имеется горизонтальная ударная труба круглого сечения с внутренним диаметром D и длиной L. Левый конец трубы ($z = 0$) закрыт, а правый ($z = L$) — открыт. Внутри трубы на расстоянии $z = z_*$ от торцевой поверхности ($z = 0$) расположена диафрагма, отделяющая камеры высокого ($0 \leqslant z \leqslant z_*$) и низкого ($z_* < z \leqslant L$) давлений. В КВД находится сжатый газ, а в КНД — слой однородной газовзвеси ($z_* \leqslant z \leqslant z_{**}$) и следующий за ним слой атмосферного газа ($z_{**} < z \leqslant L$). В момент времени $t = 0$ под действием перепада начальных давлений в КВД и КНД ($\Delta p_0^* = p_* - p_0$, где p_* — начальное давление газа в КВД, p_0 — начальное (атмосферное) давление газа) диафрагма мгновенно раскрывается и в канале ствола трубы начинается волновое движение газа и газовзвеси. Ставится цель — описать возникающий при этом движении процесс выброса слоя газовзвеси из трубы в окружающее газовое пространство.

Схематическое представление сформулированной задачи приведено на рис. 1,*а,б*, где показаны области сжатого газа в КВД (G_1), слоя невозмущенной газовзвеси (G_2) и атмосферного газа (G_3) в КНД:

$$G_1 = \{0 \leqslant r \leqslant D/2,\ 0 \leqslant z \leqslant z_*\},$$
$$G_2 = \{0 \leqslant r \leqslant D/2,\ z_* \leqslant z \leqslant z_{**}\},$$
$$G_3 = \{0 \leqslant r \leqslant D/2,\ z_{**} \leqslant z \leqslant L\},$$

а также области внешнего газового пространства (G_4) и всей расчетной зоны $G = G_1 + G_2 + G_3 + G_4$, ограниченной границей $\Gamma = \Gamma_W + \Gamma_N + \Gamma_O + \Gamma_S$, где Γ_W, Γ_N, Γ_O, Γ_S — левая, верхняя, правая и нижняя границы расчетной области соответственно.

Начальные условия для системы уравнений (1)–(4) при $t = 0$ имеют вид [11]:

$$p = \begin{cases} p_*, & (r,z) \in G_1, \\ p_0, & (r,z) \in G_2 \div G_4; \end{cases}$$
$$T_1 = \begin{cases} T_*, & (r,z) \in G_1, \\ T_0, & (r,z) \in G_2 \div G_4; \end{cases}$$
$$v_{r,1} = v_{z,1} = 0, (r,z) \in G_1;$$
$$\alpha_1 = \begin{cases} 1, & (r,z) \in G_1, G_3, G_4, \\ 1 - \alpha_{2,0}, & (r,z) \in G_2; \end{cases} \tag{5}$$
$$v_{r,2} = v_{z,2} = 0, (r,z) \in G_1 \div G_4;$$
$$\alpha_2 = \begin{cases} \alpha_{2,0}, & (r,z) \in G_2, \\ 0, & (r,z) \in G_1, G_3, G_4; \end{cases}$$
$$T_2 = \begin{cases} T_*, & (r,z) \in G_2, \\ 0, & (r,z) \in G_1, G_3, G_4, \end{cases}$$

где T_* и T_0 — начальные температуры газа в КВД и невозмущенного атмосферного газа.

Граничные условия задаются следующим образом [11, 12]: на оси симметрии ($r = 0$) полагаются справедливыми условия

$$\frac{\partial v_{z,i}}{\partial r} = v_{r,i} = 0 \qquad (i = 1, 2); \tag{6}$$

на боковой стенке трубы ($r = D/2$, $0 \leqslant z \leqslant L$) принимается условие непротекания газа ($i = 1$) и дисперсных частиц ($i = 2$):

$$v_{r,i} = 0; \tag{7}$$

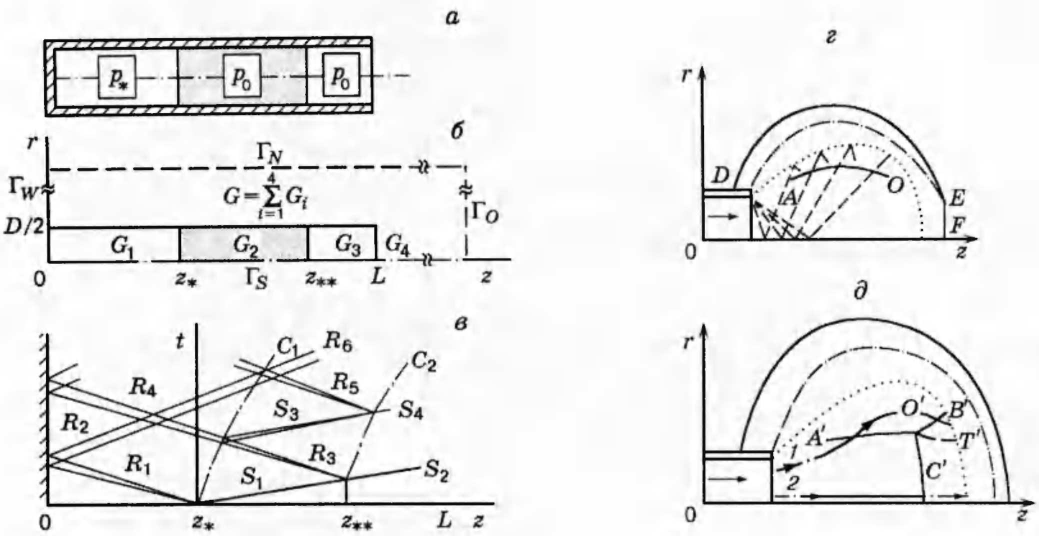

Рис. 1. Схема трубы с метаемой аэродисперсной средой (*а*), расчетная область (*б*), $x - t$-волновая диаграмма в трубе (*в*) и в пространстве за трубой (*г*):

S_i ($i = 1 \div 4$) — ударные волны и волны сжатия; R_i ($i = 1 \div 6$) — волны разрежения; C_i ($i = 1 \div 2$) — контактные границы метаемой среды; *д* — линии тока газа через висячий скачок уплотнения $A'O'$ и диск Маха $O'C'$

на торце ударной трубы ($z = 0$, $0 \leqslant r \leqslant D/2$) — аналогичное (7) условие, но для осевой составляющей скорости несущей фазы ставится условие непротекания газа

$$v_{r,i} = 0. \qquad (8)$$

На внешней границе расчетной области Γ_W выше торца трубы ($z = 0$, $r > D/2$), а также на границах Γ_N и Γ_O задаются условия свободного протекания фаз [13]. На границе Γ_S правее открытого конца трубы ($r = 0$, $z > L$) принимаются условия (6).

Уравнения движения инертной газовзвеси (1)–(4) интегрировали с использованием следующих безразмерных переменных и параметров подобия:

$$R = \frac{r}{L}, \quad Z = \frac{z}{L}, \quad \tau = \frac{t}{t_g}, \quad \Xi_i = \frac{\rho_i}{\rho_{1,0}^0},$$

$$\Xi_i^0 = \frac{\rho_i^0}{\rho_{1,0}^0}, \quad V_{R,i} = \frac{v_{r,i}}{a_{1,0}}, \quad V_{Z,i} = \frac{v_{z,i}}{a_{1,0}}, \quad \Theta_i = \frac{T_i}{T_0},$$

$$U_i = \frac{e_i}{a_{1,0}^2}, \quad W_i = \frac{E_i}{a_{1,0}^2}, \quad P = \frac{p}{p_0} \quad (i = 1, 2),$$

$$\gamma = \frac{(c_1 + R_1)}{c_1}, \quad \mathrm{Re}_d = \frac{\rho_{1,0}^0 a_{1,0} d}{\mu_1}, \quad \Lambda_v = \frac{t_v}{t_g},$$

$$\delta = \frac{c_2}{c_1}, \quad \mathrm{Pr}, \quad k, \quad \eta = \frac{\rho_2^0}{\rho_{1,0}^0}, \quad m = \eta\,\frac{(1 - \alpha_{1,0})}{\alpha_{1,0}},$$

$$P_* = \frac{p_*}{p_0}, \quad \Theta_* = \frac{T_*}{T_0}, \quad \Omega = \frac{D}{L},$$

$$Z_* = \frac{z_*}{L}, \quad Z_{**} = \frac{z_{**}}{L} \quad \left(t_g = \frac{L}{a_{1,0}}, \ t_v = \frac{\rho_2^0 d^2}{18\mu_1}\right).$$

Здесь t_g и t_v — характерное газодинамическое время задачи и характерное время выравнивания скоростей газовой и дисперсной фаз; Re_d — характерное значение числа Рейнольдса относительного движения газа и частиц; Λ_v — отношение характерного времени пробега звуковой волны в газе от закрытого торца трубы до ее открытого конца к времени релаксации скоростей частиц; δ — отношение удельных теплоемкостей фаз; η — отношение истинных плотностей материала частиц и газа; m — начальное относительное массовое содержание взвеси; Ω — отношение диаметра трубы к ее длине; Z_* и Z_{**} — безразмерные координаты левой и правой границ облака частиц в начальный момент времени.

Численное решение задач выполнено методом «крупных частиц» [13]. Вычислительная программа написана на алгоритмическом языке «Фортран-77» и тестирована посредством решения задачи о двумерном плоском стационарном обтекании пластины потоком газовзвеси [14] и задачи о струйном стационарном истечении сверхзвукового потока запыленного газа из трубы [9]. Расчеты проведены на равномерной расчетной сетке с числом ячеек вдоль координат R и Z, равным $(50 \times 100)i$ ($i = 1, 2$). Контроль точности вычислений осуществлялся сравнением решений на различных пространственно-временных сетках. Характерное время счета одного варианта движения дисперсной смеси на ЭВМ IBM PC-486 составлял $\sim$ 2 ч.

Расчеты выполняли для смесей воздуха и частиц кварцевого песка. При этом использованы следующие значения термодинамических параметров фаз: $T_0 = 300$ К, $p_0 = 0{,}1$ МПа, $\rho^0_{1,0} = 1{,}29$ кг/м^3, $\gamma = 1{,}4$, $c_1 = 716$ м^2/(с$^2 \cdot$ К), $a_{1,0} = 341$ м/с, $\mu_1 = 1{,}71 \cdot 10^{-5}$ кг/(м $\cdot$ с), $\lambda_1 = 0{,}026$ кг $\cdot$ м/(с$^3 \cdot$ К), $\rho^0_2 = 2\,500$ кг/м^3, $c_2 = 710$ м^2/(с$^2 \cdot$ К).

Полагали $L = 1$ м и $D = 0{,}2$ м; $z_* = 0{,}4$ м, $z_{**} - z_* = 0{,}4$ м (длина слоя газовзвеси); $p_* = 200p_0$ и $T_* = 20T_0$; $d = 60$ мкм, а исходное объемное содержание взвеси ($\alpha_{2,0} = 1 - \alpha_{1,0}$) в основной серии расчетов составляло $5 \cdot 10^{-4}$. Указанным значениям размерных параметров соответствуют следующие значения параметров и критериев подобия: $\mathrm{Re}_d = 1540$; $\Lambda_v = 10$; $\delta = 1$; $\mathrm{Pr} = 0{,}66$; $\eta = 1\,938$; $m = 1$; $k = 3$; $\Omega = 0{,}2$; $Z_* = 0{,}4$; $Z_{**} = 0{,}8$. При этом $t_g = 2{,}93$ мс и $t_v = 29{,}23$ мс.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Разлет слоя газовзвеси из КНД ударной трубы в окружающее пространство под действием сжатого газа КВД представляет собой сложный нестационарный волновой процесс. Для его качественного описания удобно обратиться к $x - t$-диаграмме, соответствующей схематизации газовзвеси в виде «эффективного» газа (рис. 1,*в*).

Согласно рис. 1,*в* начальный этап разлета частиц в КНД ударной трубы осуществляется следующим образом. В момент времени $t = 0$ на границе «сжатый газ — газовзвесь» осуществляется распад начального разрыва, в результате которого вглубь дисперсной среды распространяется ударная волна S_1, а в область газа КВД — центрированная волна разрежения R_1. С течением времени ударная волна S_1 взаимодействует с правой контактной границей слоя дисперсных частиц C_2, при этом в двухфазную среду начинает распространяться волна разгрузки R_3, а в атмосферный газ КНД — проходящая ударная волна S_2. За волнами R_1, S_1, R_3 и S_2 газовая и дисперсная фазы ускоряются.

В последующие моменты движения волна R_1 отражается от левого (закрытого) конца трубы в виде волны разрежения R_2, а волна разгрузки R_3 взаимодействует с левой границей слоя дисперсных частиц C_1. Результатом взаимодействия волны R_3 с контактной поверхностью C_1 являются отраженные волны сжатия S_3 в газовзвеси и волна разрежения R_4, проходящая в газ КВД. Волна сжатия S_3, двигаясь по слою дисперсных частиц слева направо, взаимодействует с контактной поверхностью C_2, образуя проходящую вторичную ударную волну в газе КНД S_4 и отраженную в газовзвесь волну разрежения R_5. В волнах S_3 и R_5 имеет место дополнительный разгон газа и дисперсных частиц. В волнах R_2 и R_4 уменьшается давление толкающего газа КВД. Взаимодействие волны R_2 с левой контактной границей C_1 приводит к формированию в двухфазной среде проходящей волны разрежения R_6, тормозящей газ и частицы. Сложный характер волнового движения газовзвеси в КНД ударной трубы, обусловленный взаимодействием волн сжатия и разрежения с закрытым концом трубы и с контактными границами, продолжается и в последующие моменты времени.

Описанную выше качественную картину начальной стадии волнового разгона частиц газовзвеси в КНД ударной трубы иллюстрирует рис. 2. Из рисунка видно, что в процессе динамического нагружения слоя газовзвеси сжатым газом КВД формируется нестационарная ударная волна с передним затухающим скачком и протяженной зоной релаксации параметров фаз, где частицы дисперсной фазы интенсивно вовлекаются в движение сверхзвуковым газовым потоком. В интервале времени $\tau_3 \div \tau_4$ ударная волна S_1 достигает правой контактной границы C_2. В результате взаимодействия волны S_1 с контактной поверхностью C_2 и образования волны S_2 в невозмущенном газе КНД, а также волны разгрузки в двухфазной среде все частицы взвеси приходят в движение, при этом газ в волне R_3 приобретает дополнительную скорость. Стадия одномерного совместного движения газовой и дисперсной фаз завершается в момент прихода волны S_2 к открытому концу трубы ($Z = 1$).

С момента выхода волны S_2 в открытое пространство начинается этап нестационарного двумерного осесимметричного истечения сверхзвуковой газовой струи и продолжающегося одномерного движения газа и дисперсных

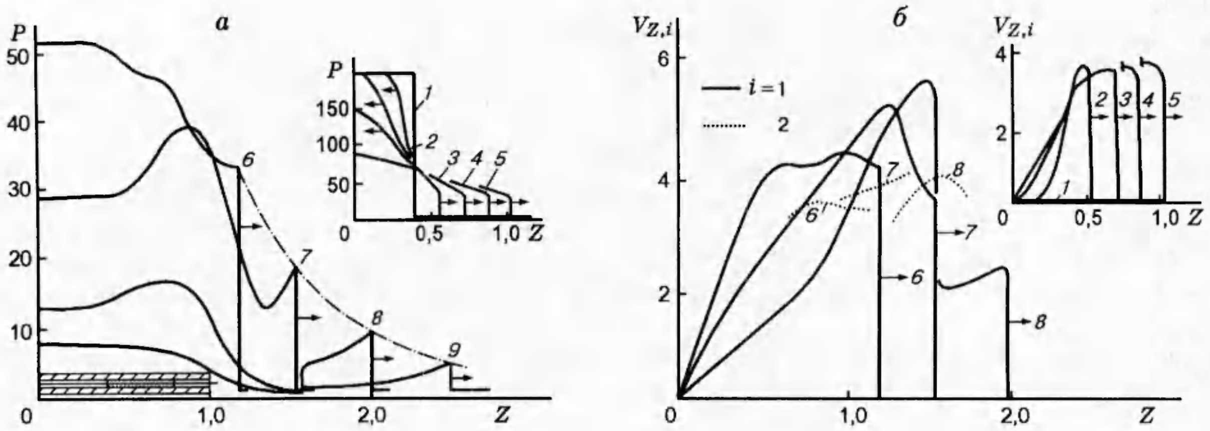

Рис. 2. Расчетные распределения давления газа (a) и скоростей фаз ($б$) в пространстве в моменты времени τ_j ($j = 1 \div 9$ (a) и $j = 1 \div 8$ ($б$)):

$\tau_j = 0$ (кривая *1*), 0,03 (*2*), 0,06 (*3*), 0,095 (*4*), 0,126 (*5*), 0,161 (*6*), 0,225 (*7*), 0,385 (*8*), 0,641 (*9*); начальное массовое содержание частиц $m = 1$; диаметр частиц $d = 60$ мкм; отношение начальных давлений в КВД и КНД — $p_*/p_0 = 200$; стрелки — направления распространения ударной волны S_1 и волн разрежения R_1 и R_2

частиц в канале КНД. Возникновение струйного потока газа связано с дифракцией S_2 на открытом конце трубы.

Схема течения газа в пространстве за трубой за дифрагирующей ударной волной представлена на рис. 1,*г*. Сплошной линией показаны дифрагированная (DE) и невозмущенная (EF) части ударной волны (DEF); штрихпунктирной — контактный разрыв, разделяющий части газа, пришедшие в движение до и после начала дифракции ударной волны; пунктирной — граница струи; штриховыми линиями показаны характеристики волны разрежения, исходящей от кромки канала КНД, а также их отражение от оси симметрии ($r = 0$) и вторичное отражение от границы струи в виде волн сжатия. Линией AO изображена огибающая волн сжатия, которые идут от поверхности струи в виде пучка сходящихся характеристик и формируют висячий криволинейный скачок уплотнения [15].

Этапу истечения газового потока из ударной трубы, схематически изображенному на рис. 1,*г*, на рис. 2 соответствуют расчетные профили давления (a) и скорости ($б$) в момент времени τ_5.

Дальнейший этап процесса соответствует вылету из канала трубы слоя дисперсных частиц в область нестационарного двумерного осесимметричного сверхзвукового струйного потока газа, где со временем складывается картина течения с образованием устойчивой тройной маховской конфигурации ударных волн, возникающей в результате взаимодействия скачка уплотнения AO с осью симметрии $r = 0$ (рис. 1,*д*). На рисунке линиями $A'O'$, $O'B'$, $O'C'$ нанесены соответственно висячий и отраженный скачки, диск Маха. Линией $O'T'$ показана отходящая от точки разветвления O' поверхность тангенциального разрыва [16, 17].

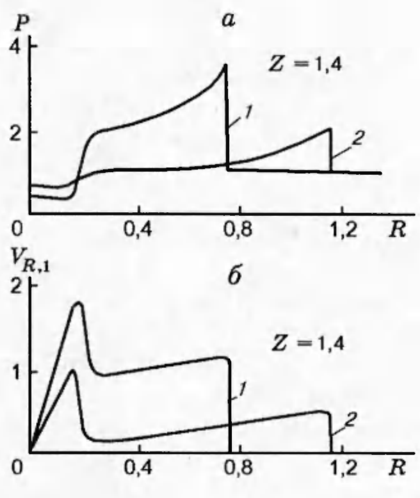

Рис. 3. Расчетные профили давления (a) и радиальной скорости ($б$) газовой фазы в моменты движения облака частиц $\tau = \tau_8 = 0{,}385$ (*1*) и $\tau = \tau_9 = 0{,}641$ (*2*):

остальные параметры такие же, как на рис. 2

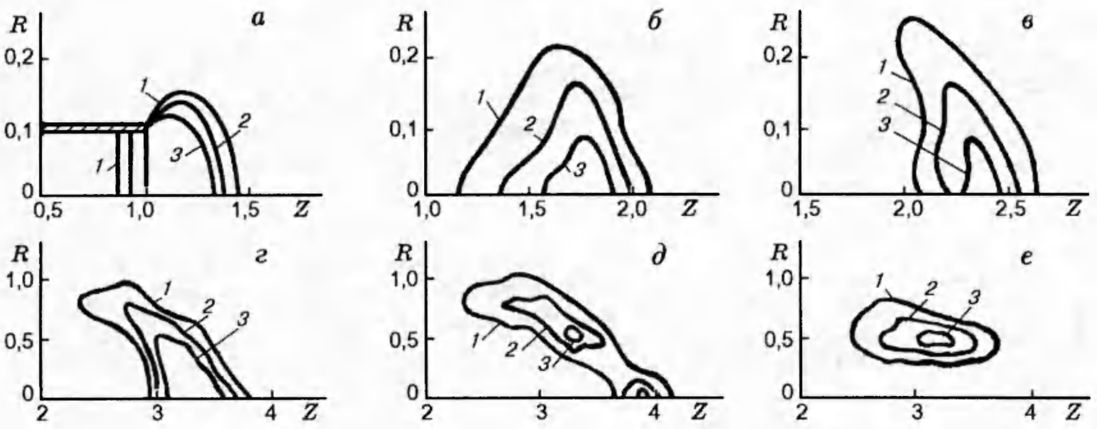

Рис. 4. Изолинии плотности дисперсной фазы слоя газовзвеси в моменты времени $\tau = 0{,}225$ (*а*), 0,385 (*б*), 0,641 (*в*), 2,558 (*г*), 3,853 (*д*), 6,445 (*е*):

а–в: $\Sigma_2 = 0{,}02$; 0,1; 0,2 (кривые *1–3* соответственно); *г–е*: $\Sigma_2 = 0{,}005$; 0,01; 0,015 (кривые *1–3* соответственно); остальные параметры такие же, как на рис. 2

Согласно рис. 1,*д*, а также рис. 3 вдоль линии тока *1* газ ускоряется в веере волн разрежения, приобретая сверхзвуковую радиальную скорость ($V_{R,1} > a_1$). После прохождения газовым потоком поверхности ударного фронта висячего скачка скорость $V_{R,1}$ становится дозвуковой ($V_{R,1} < a_1$). В дальнейшем (вниз по потоку) линия тока *1* выходит в зоне сжатия к отраженной ударной волне $O'B'$, за которой осевая скорость $V_{Z,1}$ скачком гасится до значения, меньшего скорости звука ($V_{Z,1} < a_1$). Вдоль центральной линии тока *2* сверхзвуковой поток ($V_{Z,1} > a_1$), расширяясь в волне Прандтля — Майера, ускоряется в направлении оси Z, после чего его скорость скачком гасится в диске Маха ($V_{Z,1} < a_1$).

Движение частиц, вылетевших в открытое газовое пространство, в волне разрежения происходит в условиях плавного изменения их скорости по величине и направлению. Увлекаемые расширяющимся неоднородным потоком газа, дисперсные частицы приобретают меньшую, чем у газовой фазы, радиальную скорость. Таким образом, облако частиц расширяется в радиальном направлении и формируется «тело» двухфазной струи внутри газовой струи. При этом в двухфазной части потока осевая скорость дисперсных частиц $V_{Z,2}$ меньше скорости газа $V_{Z,1}$, что видно из расчетных кривых *6* и *7* на рис. 2, соответствующих моментам времени τ_6 и τ_7.

Следует отметить, что в моменты времени τ_6 и τ_7 на профилях давления газа вдоль оси Z за фронтом лидирующей ударной волны наблюдается зона падения давления, обусловленная приходом центрированной волны разрежения на ось симметрии. Кроме того, на кривой *7* рис. 2,*а* отчетливо видна область пониженного давления газа у закрытого конца трубы за отраженной волной разрежения R_2 (см. рис. 1,*в*), в которой газовый поток тормозится. Последнее хорошо видно из сравнения профилей скоростей газа, изображенных на рис. 2,*б*, в моменты времени τ_6 и τ_7.

Описанный ранее процесс формирования диска Маха в струйном газовом потоке завершается к моменту времени τ_8 (см. рис. 2,*а*). К этому времени частицы дисперсной фазы начинают пересекать поверхность диска Маха и в силу своей инерции ($\eta \gg 1$) их скорость практически не меняется. Следует подчеркнуть, что скорость несущей газовой фазы за диском Маха падает скачком, в результате чего в этой зоне частицы взвеси опережают газ. Таким образом, складывается ситуация, при которой действие несущей фазы на облако дисперсных частиц носит двойственный характер: перед диском Маха газ ускоряет задние слои облака, а за ним — замедляет передние слои взвеси, что приводит к сжатию облака дисперсных частиц вдоль оси Z.

К моменту времени τ_9 все частицы газовзвеси пересекают диск Маха и затем стремятся догнать фронт затухающей лидирующей ударной волны. Задние слои облака, двигаясь быстрее передних, вызывают его уплотнение. В то же время облако дисперсных частиц, имея значительную кинетическую энергию, генери-

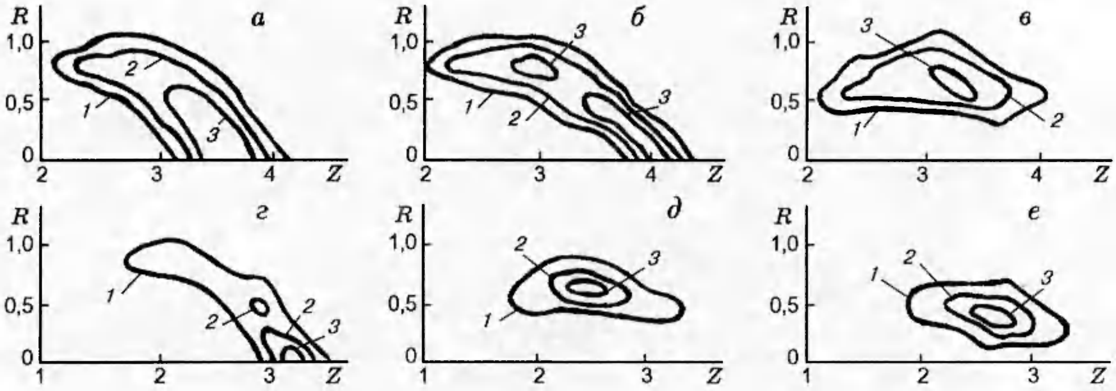

Рис. 5. Изолинии приведенной плотности дисперсной фазы в облаках частиц с $m = 10$, $d =$ 60 мкм (*а–в*) и $m = 1$, $d = 30$ мкм (*г–е*) (остальные параметры такие же, как на рис. 4):
а–в: $\Sigma_2 = 0{,}02$; 0,04; 0,08 (кривые *1–3* соответственно) *г–е*: $\Sigma_2 = 0{,}005$; 0,01; 0,015 (кривые *1–3* соответственно); моменты времени $\tau_{a\div в} = \tau_{г\div е} = 2{,}558$; 3,853; 6,445

рует впереди себя волны сжатия в газе, которые поддерживают ударную волну, не давая последней отстать от облака газовзвеси. Указанные процессы приводят к совместному согласованному движению дисперсных частиц и ударной волны. При этом изолинии плотности дисперсной фазы почти повторяют изобары поля давления, а максимум плотности близок к фронту ударной волны. Само облако принимает выпуклую (дугою вперед) форму ударной волны.

На рис. 4 изображены соответствующие рис. 2 линии равных плотностей дисперсной фазы в различные моменты времени. Рис. 4,*а* характеризует момент выхода газодисперсного потока из канала ударной трубы (соответствующие профили давления газа и скоростей фаз приведены на рис. 2 кривыми *6*); рис. 4,*б* иллюстрирует процесс разлета в момент прохождения облака частиц диска Маха (соответствует кривым *8* на рис. 2), рис. 4,*в* — форму облака в процессе совместного движения дисперсных частиц и ударной волны (соответствующий профиль давления газа показан на рис. 2,*а* кривыми *9*).

К моменту времени $\tau = 2{,}558$ внешние радиально удаленные части облака удаляются за пределы газовой струи, где тормозятся в зоне вихревого движения газа над линией срыва [1, 18], втягиваясь во вращательное движение против часовой стрелки в соответствии с рис. 4,*г*. В последующие моменты движения ($\tau \sim 3{,}853$) центральная часть облака дисперсных частиц за вырождающейся в звук ударной волной уходит вперед вдоль оси Z (см. рис. 4,*д*). Ушедшая вперед центральная часть облака дисперсных частиц, расширяясь в радиальном и продольном направлениях, распыляется в газовом пространстве. Таким образом, к моменту времени $\tau = 6{,}445$ образуется вращающийся тор, движущийся с весьма малой скоростью вдоль оси симметрии (см. рис. 4,*е*).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Значительный интерес представляет исследование влияния определяющих параметров дисперсного слоя (относительного массового содержания взвеси m и диаметра частиц d), а также отношения начальных давлений газов в КВД и КНД ударной трубы (p_*/p_0) на эволюцию и дальность разлета облака частиц.

В качестве примера такого исследования на рис. 5 представлены расчетные линии равных плотностей дисперсной фазы в облаках частиц с $m = 10$, $d = 60$ мкм (*а–в*) и $m = 1$, $d = 30$ мкм (*г–е*) и с остальными параметрами такими же, как на рис. 4. Из сравнения решений, показанных на рис. 5,*а–в* и рис. 4,*г–е*, следует, что до момента движения $\tau = 6{,}445$ форма и положение облака слабо зависят от начального относительного массового содержания частиц. Повышение концентрации дисперсной фазы в метаемом слое заметно влияет лишь на увеличение размеров облака частиц. Из сопоставления решений, представленных на рис. 4,*г–е* и 5,*г–е*, видно, что изменение диаметра частиц от 60 до 30 мкм незначительно уменьшает дальность выброса слоя газовзвеси и формирует вихревое кольцо на заметно более ранней стадии движения.

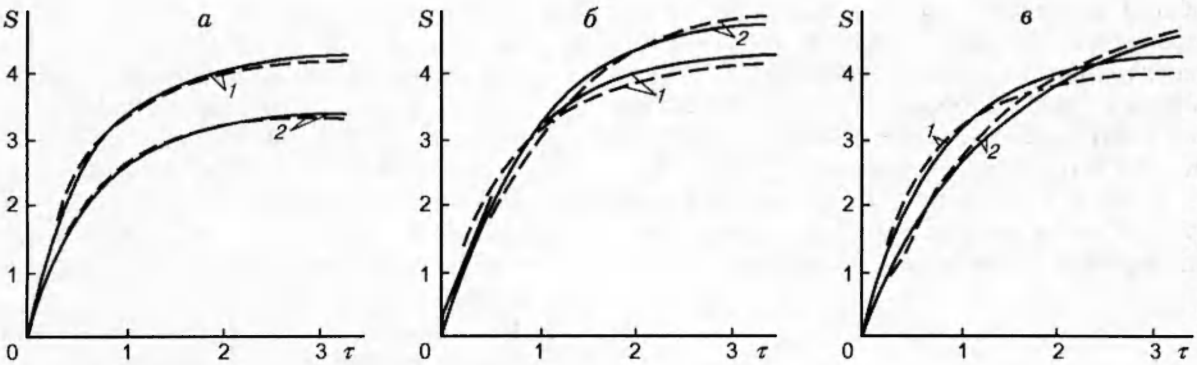

Рис. 6. Траектории движения вдоль оси Z центра масс метаемого слоя аэродисперсной среды в зависимости от отношения начальных давлений газа в КВД и КНД (*а*), исходного относительного массового содержания взвеси (*б*) и диаметра частиц (*в*):

штриховые линии — данные численного эксперимента, сплошные — соответствующие аппроксимирующие зависимости: *а* — $p_*/p_0 = 250$ (*1*), 50 (*2*), $m = 1$, $d = 60$ мкм, *б* — $m = 1$ (*1*), 10 (*2*), $p_*/p_0 = 200$, $d = 60$ мкм; *в* — $d = 60$ (*1*) и 200 мкм (*2*), $p_*/p_0 = 200$, $m = 1$

На рис. 6 изображены положения центра масс облака метаемой газовзвеси во времени в зависимости от начального давления толкающего газа, исходной концентрации дисперсной фазы и размера частиц. Соответствующие аппроксимирующие зависимости получены на основе интегрирования закона движения одиночной твердой сферической частицы:

$$\frac{d^2S}{dt^2} = -B\,\frac{dS}{dt} \quad \left(S = \frac{s}{L},\ B = \text{const}\right) \qquad (9)$$

с начальными условиями

$$t = 0\colon\ S = 0; \quad t = \infty\colon\ S = A \equiv \text{const}\,. \qquad (10)$$

Здесь s и S — размерное и безразмерное расстояния, проходимые частицей за время t от момента начала движения в направлении оси Z, A — предельное расстояние, на которое выстреливается частица; B — величина, обратная характерному времени выравнивания скоростей газа и частицы. Решение уравнения (9) с начальными условиями (10) имеет вид

$$S = A(1 - \exp(-Bt)). \qquad (11)$$

Постоянные A и B найдены путем обработки результатов численного решения задачи в рамках уравнений (1)–(4) с начальными (5) и граничными (6)–(8) условиями:

$$A = [(0{,}012m + 0{,}397)\ln P_* \ln D_*]^{2/3},$$

$$B = \frac{3{,}535 - 0{,}076m}{\sqrt{D_*}}$$

$$\left(P_* = \frac{p_*}{p_0}, \quad D_* = \frac{d}{d_*}, \quad d_* = 1 \text{ мкм}\right).$$

Представленные расчетные «эмпирические» зависимости обобщают данные численного эксперимента с погрешностью $\approx 6\,\%$ в диапазонах изменения определяющих параметров $1 \leqslant m \leqslant 10$, $50 \leqslant D_* \leqslant 200$ и $50 \leqslant P_* \leqslant 250$.

Из рис. 6 следует, что зависимости движения центра масс облака от диаметра частиц и их начального массового содержания в указанных выше пределах имеют слабо выраженный характер. При увеличении этих параметров начальная скорость облака частиц уменьшается, а дальность выброса возрастает. При повышении начального давления в КВД дальность разлета слоя дисперсных частиц увеличивается.

ВЫВОДЫ

Процесс нестационарного выброса в атмосферу слоя газовзвеси из трубы под действием конечного объема сжатого газа состоит из последовательных стадий одномерного движения дисперсной смеси в канале трубы, двумерного осесимметричного разлета облака частиц во внешнем газовом пространстве и последующего формирования движущегося вихревого дисперсного кольца.

Разгон взвешенных частиц в трубе и газовом пространстве за трубой носит существенно волновой характер и определяется волнами сжатия и разрежения, возникающими в результате распада начального разрыва, дифракции ударной волны на срезе канала, а также пересечения разрывов.

Начальная скорость центра масс метаемого слоя газовзвеси уменьшается, а дальность выброса дисперсной среды увеличивается при возрастании размера частиц и их исходного относительного массового содержания в смеси. Дальность разлета облака частиц повышается с ростом отношения начальных давлений газов в КВД и КНД ударной трубы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам по поддержке ведущих научных школ (грант N 96-15-96001).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Васильев Е. Н.** Нестационарное истечение струи в затопленное пространство // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 42–46.
2. **Кисляков В. Б.** Особенности ударного запуска сверхзвуковых струй, истекающих из плоских каналов постоянного сечения при малых значениях нерасчетности // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, вып. 3. С. 166–170.
3. **Гельфанд Б. Е., Губанов А. В., Медведев С. П. и др.** Ударные волны при разлете сжатого объема газовзвеси твердых частиц // Докл. АН СССР. 1985. Т. 281, № 5. С. 1113–1116.
4. **Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М.** Разлет облака сжатого объема газовзвеси // ПМТФ. 1987. № 5. С. 139–144.
5. **Гельфанд Б. Е., Медведев С. П., Поленов А. Н., Бартенев А. М.** Ударные волны при разлете объема горящей газовзвеси // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 3. С. 85–91.
6. **Кутушев А. Г., Пичугин О. Н.** Математическое моделирование разлета сжатой горящей газовзвеси унитарного топлива в ударной трубе // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 1. С. 87–93.
7. **Кутушев А. Г., Рудаков Д. А.** Численное исследование параметров воздушных УВ при разлете расширяющегося слоя порошкообразной среды // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 6. С. 105–112.
8. **Медведев С. П., Поленов А. Н., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А.** Воздушные УВ при внезапном расширении сжатой двухфазной среды насыпной плотности // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 3. С. 135–139.
9. **Sommerfeld M. M.** Numerical simulation of supersonic two-phase gasparticle flows // Shock Tubes and Waves. Proc. 16th Intern. Symp. on Shock Tubes and Waves / H. Gronig (Ed.). Aachen, FRG. P. 235–241.
10. **Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И.** Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесях // Итоги науки и техники. Сер. МЖГ. М.: ВИНИТИ, 1981. Т. 16. С. 209–287.
11. **Кутушев А. Г., Татосов А. В.** Численное исследование процесса нестационарного истечения газовзвеси из канала ударной трубы // Итоги исследований ИММС № 5. Тюмень: ИММС СО РАН, 1994. С. 56–59.
12. **Кутушев А. Г., Татосов А. В.** Выброс сжатым газом слоя газовзвеси из канала ударной трубы в открытое пространство // Итоги исследований ИММС № 6. Тюмень: ИММС СО РАН, 1995. С. 65–69.
13. **Белоцерковский Р. М., Давыдов Ю. М.** Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
14. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
15. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991.
16. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
17. **Черный Г. Г.** Газовая динамика. М.: Наука, 1988.
18. **Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г.** Нестационарные взаимодействия ударных волн. М.: Наука, 1977.

Поступила в редакцию 6/II 1997 г.