

ЛИТЕРАТУРА

1. Шугаев Ф. В. Взаимодействие ударных волн с возмущениями. — М.: Изд-во МГУ, 1983. 96 с.
2. Климов А. И., Коблов А. Н., Мишин Г. И., Серов Ю. Л., Явор И. П. Распространение ударных волн в плазме тлеющего разряда. — Письма ЖТФ, 1982, т. 8, № 7, с. 439–443.
3. Бронин С. Я., Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Первухин С. В. Нестационарное течение вблизи критической линии тока при обтекании затупленного тела газом с переменной плотностью. Препринт № 1–164. М.: ИВТ АН СССР, 1985.
4. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972. 344 с.
5. Пасконов В. М., Шляпочник Л. Я. Расчет течения идеального газа в окрестности линии торможения затупленных тел. — В сб.: Вычислительные методы и программирование. Т. 11. М.: Изд-во МГУ, 1968, с. 139–146.

Москва

Поступила в редакцию
23.IX.1985

УДК 533.6.011.72:532.529

ВЛИЯНИЕ ГАЗСОДЕРЖАНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН РАЗЛИЧНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ДВУХФАЗНОЙ ГАЗОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЕ

ВОЛОШИНОВ А. В., КОВАЛЕВ А. Д., ШИНДЯПИН Г. П.

Исследуется переход от регулярного взаимодействия к маховскому при взаимодействии двух плоских слабых или умеренных ударных волн различной интенсивности в двухфазной газожидкостной среде во всем диапазоне газосодержаний. Выявлена немонотонная зависимость границы перехода и параметров течения от газосодержания. Исследование обобщает результаты [1], соответствующие отражению ударной волны от стенки. При умеренных газосодержаниях в случае встречного взаимодействия ударных волн, аналогичного нормальному отражению ударной волны от твердой стенки, результаты согласуются с [2]. Для случая взаимодействия слабых ударных волн применены нелинейные асимптотические разложения [3]. В предельных случаях однофазных сред результаты совпадают с известными [3, 4].

Рассмотрим регулярное взаимодействие двух ударных волн различной интенсивности $\varepsilon_{10} = (p_1 - p_0)/p_0$, $\varepsilon_{20} = (p_2 - p_1)/p_0$ с углом $2\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ между нормальными к ударным фронтам в покоящейся двухфазной газожидкостной среде с газосодержанием γ (фиг. 1). В случае взаимодействия волн равной интенсивности $\varepsilon_{10} = \varepsilon_{20}$ задача аналогична регулярному отражению ударной волны от жесткой стенки с углом α между нормалью к стенке и ударной волной [1].

Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям [2, 5], процесс взаимодействия ударных волн в двухфазной высокодиспергированной газожидкостной среде для волн умеренной и малой интенсивности можно провести с помощью равновесной модели газожидкостной смеси. Условия динамической совместности для элемента фронта ударной волны интенсивности $\varepsilon_{ij} = (p_i - p_j)/p_j$ в автомодельных переменных $\xi = x/c_{0t}$, $\eta = y/c_{0t}$ и $dx/dy = \xi'/\eta$ получены в [1]. Записывая эти условия для падающих ($P = P_{10}$, $\xi' = \tan \alpha_1$, $i=1$, $j=0$; $P = P_{20}$, $\xi' = -\tan \alpha_2$, $i=2$, $j=0$) и отраженных волн ($P = P_{31} = P_{30} - P_{10}$, $\xi' = -\tan \beta_1$, $i=3$, $j=1$; $P = P_{32} = P_{30} - P_{20}$, $\xi' = \tan \beta_2$, $i=3$, $j=2$) и учитывая условия равенства давлений и направлений скоростей на линии контактного разрыва, получим после некоторых преобразований систему уравнений для определения параметров ε_{30} , β_1 , β_2 отраженных волн

$$\begin{aligned} & \frac{(P_{30} - P_{10})(\tan \beta_1 + \tan \alpha_1)}{P_{30} - P_{10} + \rho_1/\rho_0[\xi_* - (1 - \tan \alpha_1 \tan \beta_1)U_1]U_1} + \\ & + \frac{(P_{30} - P_{20})(\tan \beta_2 + \tan \alpha_2)}{P_{30} - P_{20} + \rho_2/\rho_0[\xi_* - (1 - \tan \alpha_2 \tan \beta_2)U_2]U_2} = \tan \alpha_1 + \tan \alpha_2 \\ & \tan \beta_k = \frac{-\tan \alpha_k U_k R_k + \sqrt{Q_k[R_k^2 - \tan^2 \alpha_k U_k^2 - R_k]}}{Q_k - \tan^2 \alpha_k U_k} \end{aligned} \quad (1)$$

$$Q_k = N(P_{3k}) \frac{\rho_0}{\rho_k}, \quad U_k = \frac{P_{k0}}{\xi_*}, \quad R_k = \xi_* - U_k \quad (k=1, 2)$$

$$N(P_{ij}) = \frac{1+2a}{2} \frac{(d_{1j} + P_{ij})(d_{2j} + P_{ij})}{d_{3j} + aP_{ij}}, \quad P_{ij} = \frac{p_j \varepsilon_{ij}}{B}, \quad B = \rho_0 c_{02}^2$$

$$d_{1j} = \frac{k+p_j}{B}, \quad d_{2j} = \frac{2(1+a)}{1+2a} \frac{p_j}{B}, \quad d_{3j} = ad_{1j} - \frac{b\rho_j}{B\rho_*} \frac{k^2}{k+p_j}$$

$$\frac{\rho_*}{\rho_j} = \frac{1}{1+\gamma} \left(\frac{\gamma\rho_*}{\rho_g} + \frac{k}{k+p_j} \right), \quad c_v = \frac{c_{vj} + \gamma c_{vg}}{1+\gamma}, \quad a = (1+\gamma)b, \quad b = \frac{c_v}{R}$$

$$\xi_* = \frac{\sqrt{N(P_{10})}}{\sin 2\alpha} \sqrt{1 + \frac{N(P_{20})}{N(P_{10})} - 2 \cos 2\alpha \left(\frac{N(P_{20})}{N(P_{10})} \right)^{1/2}}$$

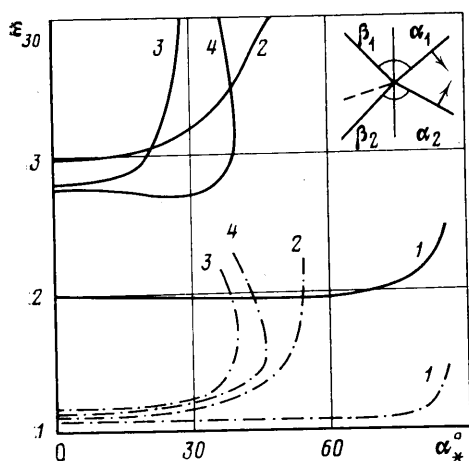
Здесь ξ_* — координата точки взаимодействия ударных волн.

При взаимодействии слабых ударных волн $P_{10} \ll 1$ с малым углом наклона $\alpha \sim P_{10}^{1/2}$, пользуясь асимптотическими соотношениями теории коротких волн [1, 3], получим уравнение границы между областями регулярного и маховского взаимодействия в виде

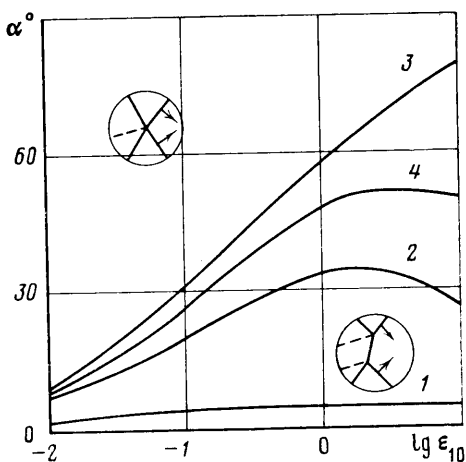
$$\alpha^v = f(\eta), \quad \alpha = \frac{\alpha^v}{2} \sqrt{\frac{R_0 p_0}{B} \varepsilon_{10}}, \quad \eta = \frac{\varepsilon_{20}}{\varepsilon_{10}} \quad (2)$$

$$R_0 = \frac{B}{p_0} \left(\frac{1+2a}{2(1+a)} - \frac{a}{1+a} \frac{B}{k+p_0} + \frac{p_0}{k+p_0} \right)$$

Здесь зависимость приведенного угла α^v от отношения интенсивностей падающих волн η совпадает с аналогичной зависимостью для однофазных сред и определена в [3].



Фиг. 1



Фиг. 2

На фиг. 1 приведены результаты расчета зависимости интенсивности ε_{30} от угла $\alpha_* = \pi/2 - \alpha$ согласно уравнениям (1) при $\varepsilon_{10} = 1$, различных газосодержаниях γ и различных значениях $\eta = \varepsilon_{20}/\varepsilon_{10}$ для воздуховодной смеси при стандартных условиях $t = 20^\circ \text{C}$, $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $k = 2,13 \cdot 10^9 \text{ Па}$, $\rho_* = 998 \text{ кг/м}^3$, R , c_{vj} , c_{vg} равны 0,287; 4,19; 0,720 кДж/кг·К соответственно. Номера кривых 1–4 соответствуют значениям $\eta = 0$; 10^{-7} ; 10^{-3} ; ∞ . Сплошные и штрихпунктирные линии соответствуют значениям $\eta = 1,0$; 0,1. Интенсивность ε_{30} при различных значениях η немонотонно зависит от газосодержания. С уменьшением параметра η интенсивность ε_{30} убывает для различных значений газосодержания γ .

Границе перехода от регулярного взаимодействия к маховскому соответствуют точки с максимально возможными углами $\alpha_* = \pi/2 - \alpha$ на различных кривых, являющиеся точками бифуркации решения.

На фиг. 2 построены границы перехода от регулярного взаимодействия к маховскому для указанных выше значений γ и $\eta = 1,0$. Расчеты показывают, что влияние параметра η значительно меньше, чем влияние газосодержания γ . Положение границы перехода немонотонно зависит от газосодержания, достигает максимума при $\gamma \sim 10^{-3}$ и особенно резко изменяется при очень малых газосодержаниях, где применимы результаты асимптотической теории (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Волошинов А. В., Ковалев А. Д., Шиндяпин Г. П. Переход от регулярного отражения к маховскому при взаимодействии ударной волны с твердой стенкой в двухфазной газожидкостной среде.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1983, № 5, с. 190–192.
2. Тимофеев Е. И., Гельфанд Б. Е., Цыганов С. А., Поленов А. Н., Губанов А. В. Влияние объемной доли газа на характеристики ударных волн в газожидкостной среде.— Докл. АН СССР, 1983, т. 268, № 1, с. 81–83.
3. Шиндяпин Г. П. О режиме регулярного взаимодействия слабых ударных волн.— ПММ, 1965, т. 29, вып. 6, с. 1128–1131.
4. Ben-Dor G., Glass I. I. Domains and boundaries of non-stationary oblique shock-wave reflexions. 1. Diatomic gas.— J. Fluid Mech., 1979, v. 92, № 3, p. 459–496.
5. Волошинов А. В., Ковалев А. Д., Шиндяпин Г. П. К теории регулярного и маховского отражения ударных волн в двухфазной газожидкостной среде.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, № 2, с. 188–190.

Саратов

Поступила в редакцию
19.XI.1985