

Положение экспериментальных данных относительно аппроксимирующей их зависимости показано на фиг. 5 в координатах $\delta\theta^\circ$ и $B=(1+1,1\alpha^2)^{-1} \lg S$. Цифрой 1 на фиг. 5 обозначена функция, описываемая многочленом, заключенным в квадратные скобки выражения (4.1). Цифрами 2 и 3 обозначены данные работ [4, 10] соответственно. Область применения (4.1), определяемая условиями экспериментов [4, 10], имеет следующие границы: $\alpha^\circ=0-0,36$, $\theta_+=19-25^\circ$. Хорошая сходимость результатов экспериментов в единую зависимость иллюстрирует возможности применения рассмотренной системы параметров подобия и переменных в решении вопросов задачи о взаимодействии свободно расширяющейся струи с пластиной для диапазонов параметров $\alpha^\circ=0-0,6$ и $\theta_+=15-33^\circ$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хромов Н. Е. Расчет взаимодействия осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1966, № 5.
2. Иванов М. Я., Назаров В. П. Численное решение задачи о «боковом» взаимодействии нерасчетных сверхзвуковых струй идеального газа с плоскостью и друг с другом.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 1.
3. Лейтес Е. А. Моделирование силового воздействия сильно недорасширенной струи на плоскую поверхность, параллельную ее оси.— Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 1.
4. Кононов Ю. Н., Лейтес Е. А. Параметры течения в составных струях.— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1721.
5. Васильев А. А., Елизаров В. А., Игин П. Г., Коплякевич Р. М. Исследование теплового воздействия сильно недорасширенной газовой струи на плоскую поверхность.— Тр. 4-й Всес. конф. по динамике разрежен. газа и молекул. газ. динамике. Б.м., 1977.
6. Вознесенский Э. Н., Немченко В. И. Воздействие сильно недорасширенной струи подогретого воздуха на плоскую пластину.— Тр. 18-й Науч. конф. Моск. физ.-техн. ин-т. Сер. Аэромеханика. Процессы упр., 1972. Долгопрудный, 1973.
7. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство.— Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 4.
8. Лейтес Е. А. Распределение плотности в дальнем поле сверхзвуковой струи, истекающей в вакуум.— Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1672.
9. Жозов В. А., Хомутский А. А. Атлас сверхзвуковых течений свободно расширяющегося идеального газа, истекающего из осесимметричного сопла.— Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1224.
10. Герасимов Ю. И., Палопеженцев С. А., Ярыгин В. Н. Исследование газодинамической структуры блочных струй.— Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Новосибирск, 1979.

Москва

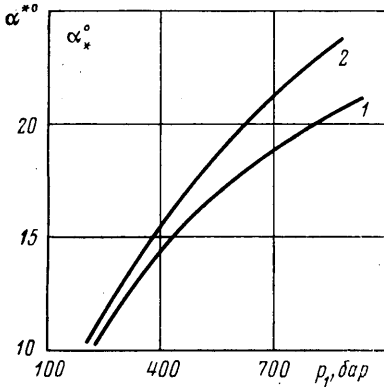
Поступила в редакцию
3.IX.1979

УДК 532.593:532.529

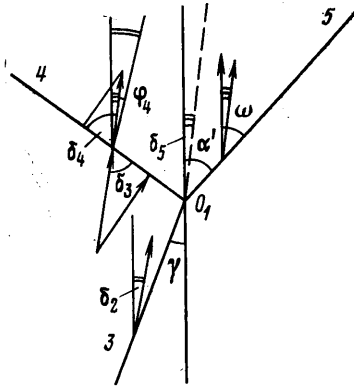
ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СО СЛОЕМ ПУЗЫРЬКИ ГАЗА-ЖИДКОСТЬ

ГЕЛЬФАНД Б. Е., ГУБАНОВ А. В., ТИМОФЕЕВ Е. И.

Взаимодействие ударных волн с границами раздела в двухфазных средах изучается в течение длительного времени в связи с практической важностью этого явления. В [1] впервые рассмотрено взаимодействие ударных волн с границей раздела двухфазная среда — твердая стенка. Дальнейшее исследование этого явления описано в [2-4], и сейчас имеются простые способы для расчета параметров ударных волн за границами раздела жидкость — газожидкостная среда при нормальном падении волны давления на границу раздела. В значительно меньшей степени исследовано косоое падение ударных волн на границы раздела в двухфазных средах. Еще меньше сведений о прохождении ударных волн через слои (экраны) газожидкостных смесей при произвольном угле встречи волны с экраном. Последняя задача, однако, представляется одной из наиболее интересных для практических приложений, так как



Фиг. 2



Фиг. 3

Свяжем угол γ с параметрами преломленной волны

$$D_3 q_0^{-1} = \sin \gamma = c_3 (p_3 p_0^{-1})^{0.5}$$

Сравнивая углы между q_0, q_2 и q_0, q_3 за волной разрежения и преломленной волной, найдем давление p_3 в волне, падающей на границу раздела двухфазная среда – жидкость.

В задаче о переходе ударной волны в менее плотную среду существует область значений α и p_1 , когда решения нет. В этом случае наступает режим нерегулярного отражения [7]. Найдем условия, при которых этот режим наступает. Из [6] известно, что $v_\varphi = c_1$ и $v_r \neq 0$. Если $v_r = 0$ или $\cos \delta' = 1$, наступает режим нерегулярного взаимодействия. Отсюда, используя соотношение для q_1 , получим

$$q_1^2 = (q_0 \cos \alpha)^2 + (D_1 - u_1)^2$$

$$\alpha = \arcsin \frac{D_2}{\sqrt{c_1^2 + 2D_1 u_1 - u_1^2}}$$

Воспользовавшись линейным разложением для D_1, u_1, c_1 , из [7] имеем

$$\alpha = \arcsin \left\{ \left[1 + (n+1) \frac{p_1}{4Bn} \right] \left[1 + \frac{p_1}{Bn} \left(n+1 + \frac{p_1}{4Bn} + \frac{3p_1}{4Bn} \right) \right]^{1/2} \right\}$$

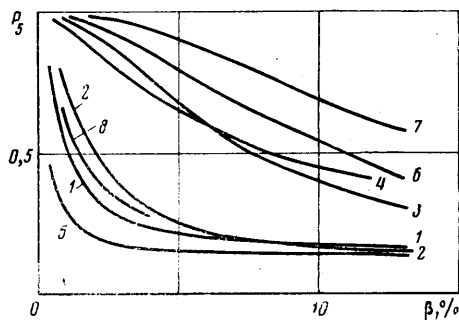
Тогда $\alpha^* = 0,5\pi - \alpha$. Значения α^* и α_* из [7] близки друг другу, когда $p_1 \leq 100$ бар и разнятся в области больших давлений. На фиг. 2 отображены зависимости α^* и α_* – кривые 1, 2 соответственно. Как видно, при $p_1 = 10^3$ бар $\alpha_* - \alpha^* = 3,68$ градуса при $\alpha_* = 24,78$ градуса.

Перейдем к рассмотрению взаимодействия преломленной ударной волны с границей раздела газожидкостная среда – жидкость. На фиг. 3 представлена картина взаимодействия. Цифрами 3, 4, 5 обозначены падающая, отраженная и прошедшая через экран ударные волны. Для угла поворота потока φ_4 имеем $\varphi_4 = \delta_3 - \delta_4$, $\rho_3 \tan \delta_3 = \rho_4 \tan \delta_4$. Здесь ρ_3 и ρ_4 – плотность среды перед и за фронтом отраженной волны. Угол между тангенциальным разрывом и потоком q_0 равен

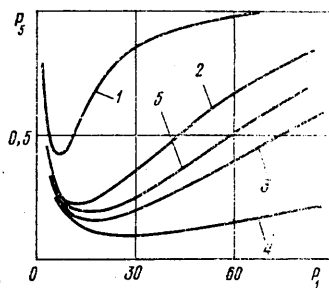
$$\delta_5 = \alpha' - \omega = \delta_2 - \varphi_4, \alpha' = \arcsin (D_5 q_0^{-1})$$

Вследствие равенства давлений по обе стороны тангенциального разрыва $p_4 = p_5$ и параллельности потоков получаем замкнутую систему уравнений для нахождения давления p_5 . Отметим, что $\delta_5 < \delta_2$, так как поток q_3 после прохождения фронта отраженной волны поворачивает к q_0 , $\alpha' < \alpha$, так как $p_5 < p_1$.

2. Результаты расчетов. Перейдем к рассмотрению основных результатов. На фиг. 4 представлен график зависимости $P_5 = p_5 p_1^{-1}$ (коэффициент ослабления) от величины объемной концентрации газа. Кривые 1, 2, 3 для $p_0 = 1$ бар, $\alpha = 30^\circ$ и $P_1 = p_1 p_0^{-1} = 10; 20; 60$ соответственно. Кривая 4 отвечает случаю $p_0 = 10$ бар, $\alpha = 30^\circ$ и $P_1 = 10$. Из сравнения кривых 1 и 4 видно, что с возрастанием начального давления p_0 демпфирующее действие экрана ухудшается. Кривая 5 относится к случаю $p_0 = 1$ бар, $\alpha = 60^\circ$, $P_1 = 10$. С ростом угла падения α экран становится менее прозрачным. Кривая 6 построена по результатам из [2] для случая $p_0 = 1$ бар, $\alpha = 45^\circ$,



Фиг. 4



Фиг. 5

$p_1 - p_0 = 140$ бар. Кривая 7 построена для тех же начальных значений по описанной выше схеме. Как видно из сравнения кривых 6 и 7, кривая 6 дает значения P_5 , в 1,5–2 раза отличающиеся от значений, полученных по описанной выше методике расчетов. Это, по-видимому, связано с тем, что авторы работы [2] пытались получить аналитические зависимости при упрощенном рассмотрении задачи. Кривая 8 построена для случая нормального падения волны давления интенсивностью $P_1 = 10$ на экран при $p_0 = 1$ бар. В случае косо́го падения ударной волны на пузырьковый экран демфирующее действие экрана возрастает. Из рассмотрения результатов на фиг. 4 сложно заметить, что для фиксированных угла падения α и объемной концентрации газа в экране β существует такое давление, для которого коэффициент ослабления P_5 минимален.

Указанная особенность проиллюстрирована на фиг. 5, где построены зависимости коэффициента ослабления P_5 от интенсивности падающей волны P_1 . Кривые 1, 2, 3 построены для $\alpha = 30^\circ$, $p_0 = 1$ бар и $\beta = 1; 5; 10\%$ соответственно. Кривая 4 отвечала случаю $p_0 = 1$ бар, $\alpha = 60^\circ$, $\beta = 10\%$. Все кривые проходят через минимальное значение P_5 . Кривая 5 отвечала случаю нормального падения волны на экран и построена для $p_0 = 1$ бар, $\beta = 10\%$. Из сравнения кривых 4, 5 видно, что в случае нормального падения исходного возмущения на газожидкостный экран давление на ударном фронте оказывается больше, чем для случая косо́го взаимодействия волны с экраном. Минимальные значения коэффициента ослабления P_5 являются следствием нелинейной зависимости скорости ударной волны в газожидкостной среде от давления. Из фиг. 5 видно, что существуют две ударные волны различной интенсивности, для которых отношение P_5 одинаково. Этим обстоятельством объясняется тот факт, что на фиг. 4 кривые, например 1, 2, пересекаются.

ЛИТЕРАТУРА

1. Campbell I. J., Pitcher A. S. Shock waves in a liquid Containing gas bubbles. — Proc. Roy. Soc. 1958, v. A243, No. 1235.
2. Паркин Б. Р., Гилмор Ф. Р., Броуд Г. Л. Ударные волны в воде с пузырьками воздуха. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974.
3. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко Б. С., Когарко С. М. Исследование волн сжатия в смеси жидкости с пузырьками газа. — Докл. АН СССР, 1973, т. 213, № 5.
4. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко Б. С., Тимофеев Е. И. Прохождение ударных волн через границу раздела в двухфазных газожидкостных средах. — Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 6.
5. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
7. Гриб А. А., Рябинин А. Г., Христианович С. А. Об отражении плоской ударной волны в воде от свободной поверхности. — ПММ, 1956, т. 20, вып. 4.
8. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.

Москва

Поступила в редакцию
13.VIII.1979