

НЕСТАЦИОНАРНОЕ И НЕРАВНОВЕСНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВОЗДУХА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ТОКА

ЖЕЛЕЗНЯК М. Б., МНАЦАКАНЯН А. Х., ПЕРВУХИН С. В.

Распространение ударных волн в среде с неоднородным распределением параметров стало предметом появившихся в последнее время исследований [1-3]. В настоящей работе рассматривается задача о течении газа перед лобовой точкой затупленного тела, движущегося со сверхзвуковой скоростью в воздухе с переменными параметрами. Учитываются процессы химической релаксации за фронтом ударной волны.

В результате численных расчетов методом характеристик с выделением головного скачка найдены изменяющиеся во времени положение фронта ударной волны и распределения состава и газодинамических параметров в ударном слое.

Рассмотрим сферу радиуса R , движущуюся в воздухе со сверхзвуковой скоростью V_0 (число Маха $M \gg 1$) через область с изменяющимися параметрами. Будем исследовать течение вблизи критической линии тока. Предположим, что сначала сфера двигалась в газе, имеющем постоянную температуру T_0 и давление P_0 , и около нее сформировалась стационарная отходящая ударная волна с длиной отхода Δ_0 . С некоторого момента времени, соответствующего $z=0$ ($z=z^*/R$, где z^* — координата в направлении движения), фронт ударной волны входит в область газа с повышенной температурой, которая изменяется по заданному закону $T_\infty(z)$. Давление воздуха при этом остается постоянным и равным P_0 . Задача состоит в нахождении параметров течения в ударном слое, изменяющихся при нестационарном взаимодействии ударной волны с тепловой неоднородностью. При решении учитывались процессы физико-химической релаксации за фронтом волны.

Для описания осесимметричного обтекания затупленного тела использовались записанные в сферической системе координат уравнения газовой динамики, выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии. Релаксационные процессы за фронтом ударной волны описывались известным набором химических реакций для следующих компонентов: O_2 , N_2 , O , N , NO , NO^+ и электронов [4]. Кроме того, учитывалась релаксация колебательной энергии E молекул N_2 . Уравнения неразрывности для концентраций компонентов n_i и E в сферических координатах имеют вид

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial (f_i r v)}{\partial y^*} + \frac{\partial (f_i x u)}{\partial \theta} \right] = F_i, \quad r = y^* + R, \quad x = r \sin \theta \quad (1)$$

где y^* — расстояние по нормали от поверхности, t — время, θ — угол между нормалью и осью симметрии, v , u — нормальная и тангенциальная составляющие скорости.

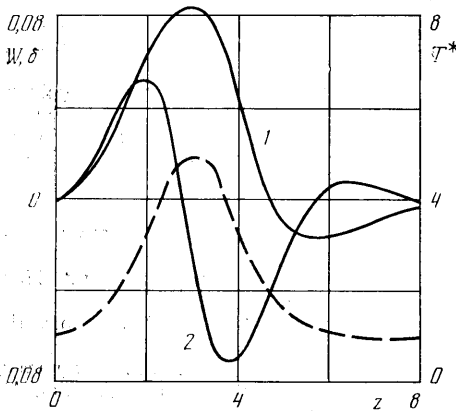
В уравнениях для концентраций $f_i = n_i$ величина F_i определяется суммой вкладов реакций, в которых участвует i -я компонента. В случае колебательной энергии $f_v = E_{N_2}$ и F_v можно записать в виде

$$F_v = n_{N_2} [E(T) - E] / \tau \quad (2)$$

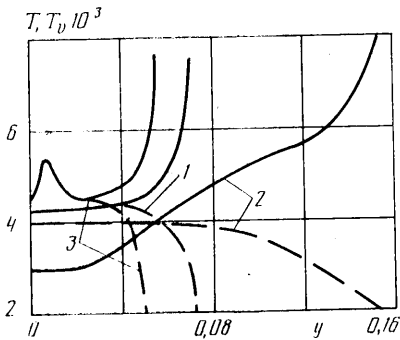
где $E(T)$ — равновесное значение E по температуре за фронтом волны T , τ — характерное время колебательной релаксации. Рассматриваются условия, когда колебательная релаксация молекул O_2 проходит быстро и их колебательная энергия равновесна.

Система уравнений дополняется уравнением состояния для смеси идеальных газов и алгебраическими соотношениями, выражающими законы сохранения атомов O , N . Поскольку учитывается только один ион, то из условия квазинейтральности следует равенство концентраций NO^+ и электронов n_e .

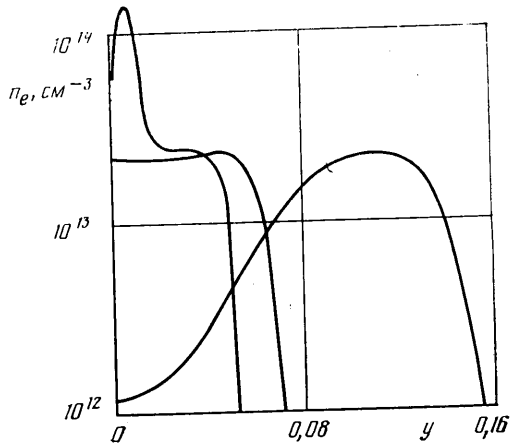
Граничные условия для u , v , а также для плотности и энтальпии определяются из соотношений Гюгоню — Ренкина для косоого скачка. На теле ставится единственное условие непротекания. Полагается, что при переходе через скачок уплотнения состав газа и E не меняются. В качестве начальных условий принято распределение параметров в сжатом слое, полученное из решения стационарной задачи.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Решение системы уравнений вблизи критической линии тока проводилось методом «усеченных рядов» [3, 5], в котором все параметры представляются в виде разложения по степеням угла θ . Получающаяся при этом система уравнений приведена в [3]. В численных расчетах используется метод характеристик с выделением головного скачка уплотнения, при этом уравнения кинетики интегрировались вдоль характеристики $dy^*/dt = -v$.

Для выяснения основных особенностей течения вблизи критической линии тока проведены расчеты обтекания сферы с $V_0 \leq 7 \cdot 10^3$ м/с и $P_0 = 10^2 - 10^4$ Па ($T_0 \approx 300$ К). В интервале этих параметров зона релаксации составляет заметную часть ударно-сжатого слоя. В качестве типичного примера далее даны результаты для сферы, движущейся со скоростью $V_0 = 4 \cdot 10^3$ м/с в воздухе с $P_0 = 8,8 \cdot 10^2$ Па. При этом зависимость температуры воздуха от координаты, представленная на фиг. 1 пунктирной линией, задавалась в виде

$$T^* = \frac{T_\infty(z)}{T_0} = 1 + a \exp \left[- \left(\frac{z - z_0}{b} \right)^2 \right] \quad (3)$$

где a и b — постоянные величины. Таким образом, движение сферы проходило в областях с отрицательными ($0 < z < 3$) и положительными ($3 < z < 6$) градиентами плотности. При $z > 6$ плотность газа перед фронтом практически не изменялась. На фиг. 1 в зависимости от z приведены величины $\delta = (\Delta - \Delta_0)/R$, где Δ — длина отхода (кривая 1) и W — скорость движения фронта относительно тела, деленная на V_0 (кривая 2). На фиг. 2 и 3 даны распределения в ударном слое температуры газа T (сплошные линии), колебательной температуры T_0 (пунктир) и концентрации электронов n_e . Поверхность тела находится в точке $y = 0$ ($y = y^*/R$), а цифры над кривыми соответствуют следующим положениям ударной волны: 1 — $z = 0$ и 10; 2 — $z = 2,7$; 3 — $z = 5,7$.

Кратко обсудим полученные результаты. При движении ударной волны в газе с уменьшающейся плотностью давление на скачке становится меньше давления внутри ударного слоя. Появление избыточных по сравнению со стационарным случаем градиентов давления уменьшает нормальную составляющую скорости v . В результате поток массы через фронт ударной волны начинает превышать уход газа из внутренних областей и длина отхода Δ увеличивается, что соответствует $W > 0$ (фиг. 1). Иная ситуация возникает при переходе ударной волны в область возрастающей плотности. Давление газа на скачке увеличивается, растет v и длина отхода уменьшается. Скорость W при этом меняет знак.

На разных этапах прохождения тепловой неоднородности происходит как увеличение, так и уменьшение релаксационной зоны (фиг. 2, 3). При $z < 3$ ударная волна ускоряется и T за фронтом возрастает, замедление при $z > 3$ сопровождается уменьшением температуры (кривые 2 и 3 на фиг. 2). Следует обратить внимание на значительные вариации n_e как в ударном слое, так и вблизи поверхности сферы; изменение n_e в процессе прохождения неоднородности достигает двух порядков (фиг. 3). Стационарное поле течения устанавливается при $z \approx 10$.

В заключение отметим, что изменение размеров тепловой неоднородности существенно сказывается на параметрах течения. В частности, уменьшение параметра b в (3) до 0,7 приводит к возрастанию длины отхода в 3 раза. При увеличении V_0 влияние тепловой неоднородности неизменного профиля уменьшается.

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. Брошиль 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 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 $\epsilon_{10} = (p_1 - p_0)/p_0$, $\epsilon_{20} = (p_2 - p_1)/p_0$ 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 $\epsilon_{10} = \epsilon_{20}$ 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 $\epsilon_{ij} = (p_i - p_j)/p_j$ в автомодельных переменных $\xi = x/c_0 t$, $\eta = y/c_0 t$ и $dx/dy = \xi'(\eta)$ получены в [1]. Записывая эти условия для падающих ($P = P_{10}$, $\xi' = \text{tg } \alpha_1$, $i=1, j=0$; $P = P_{20}$, $\xi' = -\text{tg } \alpha_2$, $i=2, j=0$) и отраженных волн ($P = P_{31} = P_{30} - P_{10}$, $\xi' = -\text{tg } \beta_1$, $i=3, j=1$; $P = P_{32} = P_{30} - P_{20}$, $\xi' = \text{tg } \beta_2$, $i=3, j=2$) 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

$$\frac{(P_{30} - P_{10})(\text{tg } \beta_1 + \text{tg } \alpha_1)}{P_{30} - P_{10} + \rho_1/\rho_0[\xi_* - (1 - \text{tg } \alpha_1 \text{tg } \beta_1)U_1]}U_1 + \frac{(P_{30} - P_{20})(\text{tg } \beta_2 + \text{tg } \alpha_2)}{P_{30} - P_{20} + \rho_2/\rho_0[\xi_* - (1 - \text{tg } \alpha_2 \text{tg } \beta_2)U_2]}U_2 = \text{tg } \alpha_1 + \text{tg } \alpha_2$$

$$\text{tg } \beta_k = \frac{-\text{tg } \alpha_k U_k R_k + \sqrt{Q_k[R_k^2 - \text{tg}^2 \alpha_k U_k^2 - R_k]}}{Q_k - \text{tg}^2 \alpha_k U_k} \quad (1)$$

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

$$N(P_{ij}) = \frac{1+2a}{2} \frac{(d_{1j} + P_{ij})(d_{2j} + P_{ij})}{d_{3j} + aP_{ij}}, \quad P_{ij} = \frac{p_j \epsilon_{ij}}{B}, \quad B = \rho_0 c_0^2$$