

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ВОЛНЕ РАЗРЕЖЕНИЯ

В. Н. Архипов, Л. И. Северинов

(Москва)

Влияние релаксации на параметры потока в плоскопараллельной волне разрежения, образующейся при обтекании сверхзвуковым потоком тупого угла, исследовалось только в линейной постановке для малого отклонения от равновесия [1] и для малого отклонения от замороженного течения [2]. Общий случай без этих ограничений может быть исследован только нелинейным методом. В данной работе такое исследование проводится методом характеристик.

Предметом исследования служит вращательная релаксация. Изучение этого вида релаксации в потоке газа математически наиболее просто, здесь можно сравнительно легко получить хорошо обозримые результаты, иллюстрирующие влияние релаксации на поток. Вместе с тем математические особенности решения задачи, связанные с учетом релаксации, а также качественные результаты имеют общий характер для всех видов релаксации.

При исследовании структуры ударных волн вращательной релаксацией обычно пренебрегают. Однако в волнах разрежения она может играть большую роль, как это показали Вуд и Паркер [3] на примере одномерной нестационарной волны разрежения. Кроме того, в последнее время получены теоретические [4] и экспериментальные [5] результаты, позволяющие думать, что время вращательной релаксации (а, следовательно, и ее влияние на поток) увеличивается с ростом температуры. В связи с этим ниже исследуется также влияние величины времени релаксации на характер потока в волне разрежения.

1. Основные уравнения. Примем термодинамическую схему, использованную в [3]. Введем полярные координаты $r\varphi$ с началом отсчета в вершине угла. Угол φ будем отсчитывать от первоначального направления вектора скорости, параллельного левой стороне угла. Введем характерную скорость — замороженную скорость звука a_{f_0} в набегающем потоке, и характерное время задачи τ_0 (в качестве τ_0 можно выбрать, например, время, за которое звуковое возмущение большой частоты проходит расстояние 1 см). Введем далее безразмерные переменные по формулам

$$r^{\times} = \frac{r}{a_{f_0} \tau_0}, \quad \tau^{\times} = \frac{\tau}{\tau_0}, \quad p^{\times} = \frac{p}{p_0}, \quad \rho^{\times} = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad S^{\times} = \frac{S - S_0}{R}$$

$$T^{\times} = \frac{T}{T_0}, \quad u_r^{\times} = \frac{u_r}{a_{f_0}}, \quad u_{\varphi}^{\times} = \frac{u_{\varphi}}{a_{f_0}}, \quad V^{\times} = \frac{V}{a_{f_0}}, \quad c_i^{\times} = \frac{c_i}{R}$$

$$c_{pf}^{\times} = \frac{c_{pf}}{R}, \quad c_{vf}^{\times} = \frac{c_{vf}}{R}, \quad a_f^{\times} = \frac{a_f}{a_{f_0}}, \quad \theta^{\times} = \frac{\theta}{T_0}, \quad V^2 = u_r^2 + u_{\varphi}^2$$

$$(\tau \sim 1/p, \quad a_{f_0}^2 = \gamma_f p_0 / \rho_0, \quad \gamma_f = c_{pf} / c_{vf}, \quad c_p = c_{pf} + c_i, \quad c_{pf} = c_{vf} + R).$$

Здесь f_0 — параметры набегающего потока; T — поступательная температура; θ — внутренняя температура, τ — время релаксации; c_{pf} , c_{vf} , c_i — удельные теплоемкости, предполагаемые постоянными; p — давление; ρ — плотность; S — энтропия; u_r , u_{φ} — радиальная и трансверсальная компоненты скорости; a_f — замороженная скорость звука; R — газовая постоянная.

В дальнейшем будем пренебрегать вязкостью, теплопроводностью и диффузией.

Уравнения движения сжимаемой жидкости и уравнение релаксации имеют вид (индекс \times опущен)

$$\begin{aligned} \rho u_r + r \frac{\partial(\rho u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u_\varphi)}{\partial \varphi} &= 0 \\ r \rho u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \rho u_\varphi^2 + \rho u_\varphi \frac{\partial u_r}{\partial \varphi} + \frac{r}{\gamma_f} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0 \\ \rho u_\varphi \frac{\partial u_\varphi}{\partial \varphi} + \rho u_r u_\varphi + r \rho u_r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{1}{\gamma_f} \frac{\partial p}{\partial \varphi} &= 0 \\ r u_r \frac{\partial S}{\partial r} + u_\varphi \frac{\partial S}{\partial \varphi} - \frac{r c_i (T - \theta)^2}{T \theta \tau} & \\ r u_r \frac{\partial \theta}{\partial r} + u_\varphi \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} = \frac{r (T - \theta)}{\tau} & \end{aligned} \quad (1.1)$$

Эти уравнения допускают интеграл

$$\frac{\gamma_f}{\gamma_f - 1} \frac{p}{\rho} + c_i (\theta - 1) + \frac{\gamma_f V^2}{2} = \text{const} \quad (1.2)$$

Система (1.1) замыкается уравнениями

$$S = c_{pf} \ln T + c_i \ln \theta - \ln p, \quad p = \rho T \quad (1.3)$$

2. Характеристики. Граничные условия. Существуют два семейства характеристик системы (1.1), дифференциальные уравнения которых

$$r \left(\frac{d\varphi}{dr} \right)_\pm = \text{tg} (\beta - \varphi \pm \alpha_f) \quad (2.1)$$

Вдоль характеристик выполняются условия

$$\pm \text{ctg} \alpha_f \left(\frac{dp}{dr} \right)_\pm + \gamma_f \rho V^2 \left(\frac{d\beta}{dr} \right)_\pm = \mp \frac{\gamma_f c_i a_f \rho (T - \theta)}{c_{pf} \tau T \cos (\beta - \varphi \pm \alpha_f)} \quad (2.2)$$

Здесь β — угол наклона вектора скорости к начальному направлению

$$\alpha_f = \arcsin \frac{a_f}{V}, \quad a_f^2 = \frac{p}{\rho} \quad (2.3)$$

Вдоль линий тока, уравнения которых $r d\varphi / dr = \text{tg} (\varphi - \beta)$, выполняются условия

$$\frac{dS}{dr} = \frac{c_i (T - \theta)^2}{T \tau \theta V \cos (\beta - \varphi)}, \quad \frac{d\theta}{dr} = \frac{T - \theta}{V \tau \cos (\beta - \varphi)} \quad (2.4)$$

Поток газа остается равномерным до характеристики

$$\varphi = \varphi_0 = \arcsin (a_f / V_0)$$

Поэтому граничные условия при $\varphi = \varphi_0$ можно записать в виде

$$V = V_0, \quad \beta = S = 0, \quad p = \rho = T = \theta = a_f = 1 \quad (2.5)$$

Пусть φ^* — угол наклона второй стороны угла ($\varphi^* < 0$). Тогда

$$\beta (r, \varphi^*) = \varphi^* \quad (2.6)$$

Далее в расчетах везде принято $\tau = 1 / \Lambda p$, где Λ — отношение характерного времени задачи к характерному времени релаксации.

3. **Предельная форма уравнений при $r \rightarrow 0$.** В пределе при $r \rightarrow 0$ уравнения (1.1) превратятся в систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающую сверхзвуковое замороженное течение Прандтля — Майера. Система имеет вид

$$\begin{aligned} \rho^\circ u_r^\circ + \frac{d(\rho^\circ u_\varphi^\circ)}{d\varphi} &= 0, & -\rho^\circ u_\varphi^{\circ 2} + \rho^\circ u_\varphi^\circ \frac{du_r^\circ}{d\varphi} &= 0 \\ \rho^\circ u_\varphi^\circ \frac{du_\varphi^\circ}{d\varphi} + \rho^\circ u_r^\circ u_\varphi^\circ + \frac{1}{\gamma_f} \frac{dp^\circ}{d\varphi} &= 0 \\ u_\varphi^\circ \frac{dS^\circ}{d\varphi} - 0, & \quad u_\varphi^\circ \frac{d\theta^\circ}{d\varphi} = 0 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь и в дальнейшем индекс $^\circ$ обозначает функцию при $r = 0$. Решение этой системы для $\varphi_* \leq \varphi \leq \varphi_0$ имеет вид

$$\begin{aligned} u_\varphi^\circ &= -a_f^\circ, & \frac{2}{\gamma_f - 1} u_\varphi^{\circ 2} + V^{\circ 2} &= V_+^2 = \text{const}, & u_r^\circ &= V_+ \sin \alpha \\ u_\varphi^\circ &= -\lambda V_+ \cos \alpha, & \rho^\circ &= \frac{\cos^{2\omega} \alpha}{\cos^{2\omega} \alpha_0}, & p^\circ &= \frac{\cos^{2\omega+2} \alpha}{\cos^{2\omega+2} \alpha_0} \\ T^\circ &= \frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \alpha_0}, & a_f^\circ &= \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha_0}, & S^\circ &= 0, & \theta^\circ &= 1 \\ \alpha &= \lambda (\varphi_0 - \varphi) + \alpha_0, & \lambda &= \sqrt{\frac{\gamma_f - 1}{\gamma_f + 1}}, & \omega &= \frac{1}{\gamma_f - 1} \\ \text{tg } \alpha_0 &= \lambda \sqrt{V_0^2 - 1} \end{aligned} \quad (3.2)$$

В области $\varphi_* \leq \varphi \leq \varphi_*$ параметры состояния и движения газа постоянны: $f(\varphi) = f(\varphi_*) = f_*$. Угол φ_* определяется из равенства $\beta(\varphi_*) = \varphi_*$.

4. **Характеристические переменные.** Введем характеристические переменные ξ и η (ξ постоянно вдоль характеристик первого семейства, η постоянно вдоль характеристик второго семейства). Пусть $\eta = r$ при $\varphi = \varphi_0$, а $\xi = \varphi$ при $r = 0$; уравнения (2.1), (2.2), (2.4) примут вид

$$r\varphi_\eta = \text{tg}(\beta - \varphi + \alpha_f) r_\eta, \quad r\varphi_\xi = \text{tg}(\beta - \varphi - \alpha_f) r_\xi \quad (4.1)$$

$$p_\eta \text{ctg } \alpha_f + \gamma_f \rho V^2 \beta_\eta = -\frac{\Lambda \gamma_f a_f c_i (T - \theta) p_\theta r_\eta}{T c_{pf} \cos(\beta - \varphi + \alpha_f)} \quad (4.2)$$

$$-p_\xi \text{ctg } \alpha_f + \gamma_f \rho V^2 \beta_\xi = \frac{\Lambda \gamma_f a_f c_i (T - \theta) p_\theta r_\xi}{T c_{pf} \cos(\beta - \varphi - \alpha_f)} \quad (4.3)$$

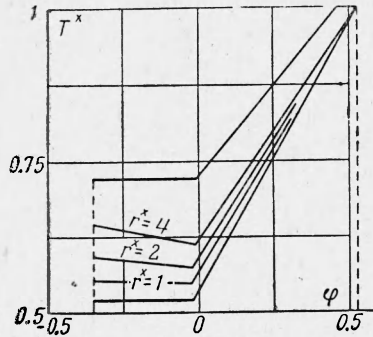
$$\begin{aligned} VS_\xi r_\eta \cos(\beta - \varphi - \alpha_f) + VS_\eta r_\xi \cos(\beta - \varphi + \alpha_f) &= \\ = 2\Lambda \cos \alpha_f p (T - \theta)^2 r_\xi r_\eta & \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} V\theta_\xi r_\eta \cos(\beta - \varphi - \alpha_f) + V\theta_\eta r_\xi \cos(\beta - \varphi + \alpha_f) &= \\ = 2\Lambda \cos \alpha_f p (T - \theta) r_\xi r_\eta & \end{aligned} \quad (4.5)$$

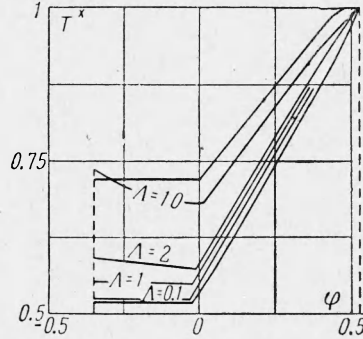
Граничные условия таковы:

$$\begin{aligned} \varphi = \xi, \quad r = 0, \quad \theta = 0 \quad \text{при } \eta = 0; & \quad \varphi = \varphi_0, \quad r = \eta, \quad V = V_0, \quad S = \beta = 0 \\ a_f = \theta = p = \rho = T = 1 \quad \text{при } \xi = \varphi_0 \end{aligned}$$

5. Выводящие производные. Для изучения решения в окрестности точки $r = 0$ важно знать выводящие из этой точки производные. В области $\varphi_* \leq \varphi \leq \varphi_0$ определим характеристические производные. Для этого дифференцируем уравнения (4.1), (4.3) — (4.5) по η , уравнение (4.2) по ξ



Фиг. 1



Фиг. 2

и перейдем к пределу при $\eta \rightarrow 0$ в полученных уравнениях и в уравнении (4.2). Обозначив $f^{(1)}(\xi) = (\partial f / \partial \eta)_{\eta=0}$, получим

$$2\varphi^{(1)} = \beta^{(1)} + \alpha_f^{(1)}, \quad r^{(1)} = \operatorname{tg} 2(\beta^\circ - \xi) r_\xi^{(1)}$$

$$p^{(1)} \operatorname{ctg} \alpha_f^\circ + \gamma_f \rho^\circ V^{02} \beta^{(1)} = - \frac{c_i}{c_{pf}} \Lambda \gamma_f a_f^\circ \rho^\circ (T^\circ - 1) \quad (5.1)$$

$$p_\xi \alpha_f^{(1)} \operatorname{cosec}^2 \alpha_f^\circ - p_\xi^{(1)} \operatorname{ctg} \alpha_f^\circ + \gamma_f (\rho^{(1)} V^{02} + 2\rho^\circ V^\circ V_\xi^{(1)}) \beta_\xi + \\ + \gamma_f \rho^\circ V^{02} \beta_\xi^{(1)} = \frac{\gamma_f \Lambda c_i \rho^\circ p^\circ (T^\circ - 1) a_f r_\xi^{(1)}}{c_{pf} T^\circ \cos 2(\beta^\circ - \xi)}$$

$$V^\circ T^\circ S_\xi^{(1)} r^{(1)} \cos 2(\beta^\circ - \xi) + V^\circ T^\circ S^{(1)} r_\xi^{(1)} = 2\Lambda \cos \alpha_f^\circ c_i p^\circ (T^\circ - 1)^2 r_\xi^{(1)} r^{(1)} \quad (5.2)$$

$$V^\circ \theta_\xi^{(1)} r^{(1)} \cos 2(\beta^\circ - \xi) + V^\circ \theta^{(1)} r_\xi^{(1)} = 2\Lambda \cos \alpha_f^\circ (T^\circ - 1) r_\xi^{(1)} r^{(1)} \quad (5.3)$$

$$- p^{(1)} \alpha_f^{(1)} \operatorname{cosec}^2 \alpha_f^\circ + p_\xi^{(1)} \operatorname{ctg} \alpha_f^\circ + \gamma_f (\rho_\xi^\circ V^{02} + 2\rho^\circ V^\circ V_\xi^\circ) \beta^{(1)} + \quad (5.4)$$

$$+ \gamma_f \rho^\circ V^{02} \beta_\xi^{(1)} = - \left[\gamma_f a_f^\circ \frac{c_i \Lambda \rho^\circ}{c_{pf} T^\circ} (T^\circ - 1) p^\circ \right] r^{(1)} - \gamma_f a_f^\circ \frac{c_i}{c_{pf}} \frac{\rho^\circ}{T^\circ} (T^\circ - 1) \Lambda p^\circ r_\xi^{(1)}$$

Функции f° определяются по формулам (3.2).

Продифференцируем также уравнения (1.2), (1.3), (2.3) по ξ и перейдем к пределу при $\eta \rightarrow 0$. Эти уравнения совместно с (5.1) — (5.4) позволяют определить функции $f^{(1)}$ в замкнутой форме для $\gamma_f = 5/3$. Так, например, интегрирование второго уравнения (5.1) и уравнений (5.2) и (5.3) дает

$$r^{(1)} = \frac{\cos^2 \alpha_0 \sin^{1/2} \alpha_0}{\cos^2 \alpha \sin^{1/2} \alpha} \quad (5.5)$$

$$S^{(1)} = \frac{2\Lambda c_i \cos^2 \alpha \sin^{1/2} \alpha_0}{\cos^4 \alpha_0 \sin^{1/2} \alpha} \left[\frac{1}{2} (\alpha_0 - \alpha) + \frac{1}{4} (\sin 2\alpha - \sin 2\alpha_0) - \right. \\ \left. - 2 \cos^2 \alpha_0 (\alpha - \alpha_0) + \cos^4 \alpha_0 (\operatorname{tg} \alpha - \operatorname{tg} \alpha_0) \right] \quad (5.6)$$

$$\theta^{(1)} = \frac{2\Lambda \cos^2 \alpha \sin^{1/2} \alpha_0}{\cos^4 \alpha_0 \sin^{1/2} \alpha} \left[\frac{1}{2} (\alpha_0 - \alpha) + \frac{1}{4} (\sin 2\alpha - \sin 2\alpha_0) - \cos^2 \alpha_0 (\alpha - \alpha_0) \right] \quad (5.7)$$

В интервале $\varphi^* \leq \varphi \leq \varphi_*$ нужно определить $(\partial f / \partial r)_{r=0} = f_1(\varphi)$. Уравнения для функций f_1 можно получить, продифференцировав систему (1.1) — (1.3) по r и перейдя к пределу при $r \rightarrow 0$. Система имеет вид

$$\begin{aligned} u_\varphi^\circ \frac{dp_1}{d\varphi} + \rho^\circ \frac{du_{\varphi_1}}{d\varphi} &= F_1, & \rho^\circ u_\varphi^\circ \frac{du_{r_1}}{d\varphi} &= F_2 \\ \frac{1}{\gamma_f} \frac{dp_1}{d\varphi} &= \rho u_\varphi^\circ \frac{du_{\varphi_1}}{d\varphi} & &= F_3 \\ u_\varphi^\circ \frac{dS_1}{d\varphi} &= F_4, & u_\varphi^\circ \frac{d\theta_1}{d\varphi} &= F_5 \end{aligned}$$

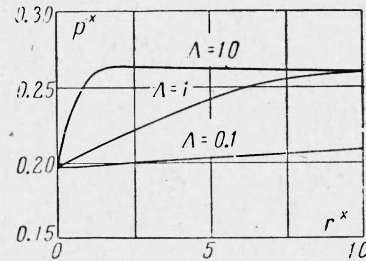
где F_1, F_2, F_3, F_4, F_5 — функции f°, f_1 . Эту систему можно проинтегрировать для $\gamma_f = 5/3$ в замкнутом виде. Наиболее простые выражения получаются для S_1 и θ_1 :

$$S_1 = \sec(\varphi - \beta_*) \left[-\frac{\Lambda c_i p_* (T_* - 1)^2}{V_* T_*} (\varphi - \beta_*) + \text{const} \right] \quad (5.8)$$

$$\theta_1 = \sec(\varphi - \beta_*) \left[-\frac{\Lambda p_* (T_* - 1)}{V_*} (\varphi - \beta_*) + \text{const} \right] \quad (5.9)$$

Постоянные определяются из граничных условий при $\varphi = \varphi_*$.
6. Градиенты на прямой $\varphi = \varphi_0$. Пусть $\Lambda = 1$. Обозначим $f^{\circ\circ}(\eta) = f_z(\varphi_0, \eta)$. Продифференцируем по ξ первые уравнения (4.1), (1.3), (2.3) и уравнения (4.2) и (1.2) и положим в полученных уравнениях, во втором уравнении (4.1) и в уравнениях (4.3) — (4.5) $\xi = \varphi_0$. Получим

$$\begin{aligned} \eta \varphi^{\circ\circ} + \text{tg } 2\varphi_0 r^{\circ\circ} &= 0 \\ -p^{\circ\circ} \text{ctg } \varphi_0 + \gamma_f V_0^2 \beta^{\circ\circ} &= 0 \\ \theta^{\circ\circ} = S^{\circ\circ} &= 0 \\ \eta \varphi_\eta^{\circ\circ} + \varphi^{\circ\circ} &= \beta^{\circ\circ} + \alpha_f^{\circ\circ} \\ V_0 V^{\circ\circ} &= -\frac{\gamma_f}{2(\gamma_f - 1)} T^{\circ\circ} \\ \alpha_f^{\circ\circ} &= \frac{\gamma_f}{2V_0^2 \sqrt{V_0^2 - 1}} \left(V_0^2 + \frac{1}{\gamma_f - 1} \right) T^{\circ\circ} \\ T^{\circ\circ} &= \frac{\gamma_f - 1}{\gamma_f} p^{\circ\circ} \end{aligned} \quad (6.1)$$



Фиг. 3

$$p_n^{\circ\circ} \text{ctg } \alpha_{f_0} + \gamma_f V_0^2 \beta_n^{\circ\circ} = -\gamma_f \frac{c_i}{c_{pf}} T^{\circ\circ}$$

Из двух последних уравнений непосредственно имеем

$$p_n^{\circ\circ} \text{ctg } \varphi_0 + \gamma_f V_0^2 \beta_n^{\circ\circ} = (1 - \gamma_f) \frac{c_i}{c_{pf}} p^{\circ\circ}$$

С учетом второго уравнения системы (6.1) получим отсюда

$$p_n^{\circ\circ} = -\frac{\gamma_f - 1}{2 \text{ctg } \varphi_0} \frac{c_i}{c_{pf}} p^{\circ\circ}$$

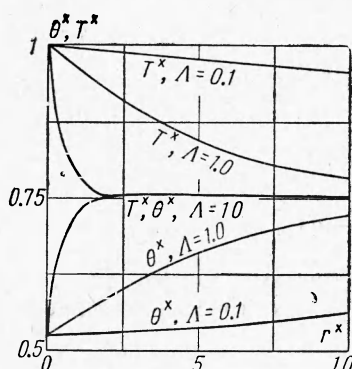
что после интегрирования дает

$$p^{\circ\circ}(\eta) = p^{\circ\circ}(0) e^{-k\eta}, \quad k = \frac{c_i(\gamma_f - 1)}{2c_{pf} \text{ctg } \varphi_0}$$

После этого сразу получаем

$$\begin{aligned} T^{\circ\circ}(\eta) &= T^{\circ\circ}(0) e^{-k\eta}, & \beta^{\circ\circ}(\eta) &= \beta^{\circ\circ}(0) e^{-k\eta} \\ V^{\circ\circ}(\eta) &= V^{\circ\circ}(0) e^{-k\eta}, & \alpha_f^{\circ\circ}(\eta) &= \alpha_f^{\circ\circ}(0) e^{-k\eta} \end{aligned}$$

Теперь легко проинтегрировать пятое уравнение (6.1)



Фиг. 4

Аналогичный результат легко получить и для градиентов других величин.

7. Результаты расчетов. Условия (2.5), (2.6) и уравнения (3.2) составляют систему граничных условий, отправляясь от которых можно методом характеристик найти распределение параметров потока в области $\varphi^* \leq \varphi \leq \varphi_0$, $r > 0$.

Расчеты проведены для $\gamma_f = 5/3$, что соответствует одновременной релаксации вращательных степеней трехмерного ротатора. (Равновесное значение γ_e равно при этом $4/3$.) Точность расчетов контролировалась сравнением выводящих производных, полученных методом характеристик и вычисленных по формулам § 5. Расходы массы через дуги $\varphi^* \leq \varphi \leq \varphi_0$ окружностей $r = \text{const}$, ограниченных лучами $\varphi = \varphi_0$ и $\varphi = \varphi^*$, с большой степенью точности были равны расходам через радиусы $\varphi = \varphi_0$ этих окружностей.

Некоторые результаты расчетов приведены на фиг. 1—5. Здесь везде $V_0 = 2$, $\varphi^* = -20^\circ$. На фиг. 1 приведены распределения температуры T^x в зависимости от φ для разных r^x при $\Lambda = 1$. На фиг. 2 — распределения T^x в зависимости от φ при $\Lambda = 0.1, 1.0$ и 10 для $r^x = 1$. На обеих фигурах верхняя кривая соответствует равновесному случаю. На фиг. 3—5 приведены распределения давления p^x , температуры T^x , внутренней температуры θ^x и энтропии S^x вдоль правой стороны угла $\varphi = \varphi^*$ для разных Λ . Видно, что влияние процессов релаксации при обтекании тупого угла существенно. Эффекты релаксации сильно зависят от величины времени релаксации.

Авторы благодарят В. А. Ипатову за помощь.

$$\varphi^{\circ\circ}(\eta) = \frac{\beta^{\circ\circ}(0) + \alpha_f^{\circ\circ}(0)}{k\eta} (1 - e^{-k\eta})$$

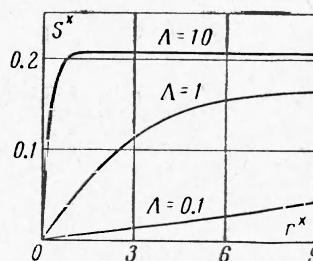
Тогда

$$p_\varphi(\varphi_0, r) = \left(\frac{\partial p}{\partial \varphi} \right)_{\varphi=\varphi_0} = \frac{p^{\circ\circ}(\eta)}{\varphi^{\circ\circ}(\eta)} = \frac{k p^{\circ\circ}(0)}{\beta^{\circ\circ}(0) + \alpha_f^{\circ\circ}(0)} \frac{\eta e^{-k\eta}}{1 - e^{-k\eta}}$$

т. е.

$$p_\varphi(\varphi_0, r) = \frac{k p_\varphi(\varphi_0, 0)}{\beta_\varphi(\varphi_0, 0) + \alpha_{f\varphi}(\varphi_0, 0)} \frac{r e^{-kr}}{1 - e^{-kr}}$$

Таким образом, градиент давления на линии $\varphi = \varphi_0$ убывает с ростом расстояния от вершины угла.



Фиг. 5

Поступила 17 I 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Clarke J. F. The linearized flow of a dissociating gas. J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, No 4, 577—595.
2. Стулов В. П. Обтекание выпуклого угла идеального диссоциирующим газом с учетом неравновесности. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 3, стр. 4—10.
3. Wood W. W., Parker F. R. Structure of a Centered Rarefaction Wave in a Relaxing Gas. Phys. Fluids, 1958, No 3, 230—241.
4. Parker F. R. Rotational and vibrational relaxation in diatomic gases. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No 4, 449—462. Русск. пер.: Паркер. Вращательная и колебательная релаксация в двухатомных газах. Сб. Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций, ИЛ, 1962, стр. 369—397.
5. Talbot L. Survey of the Shock Structure Problem. ARS — Journal, 1962, vol. 32, No 7, 1009—1016.