

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ОБТЕКАНИЯ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ ГИПЕРЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ НЕРАВНОВЕСНОГО ГАЗА

Г. Н. САЯПИН

(Москва)

1. Известно, что характер изменения газодинамических параметров в ударном слое при обтекании затупленных тел гиперзвуковым потоком релаксирующего газа зависит от соотношения характерного времени нахождения частицы в ударном слое и характерного времени релаксации. Так, в течениях, близких к замороженным, существует так называемый релаксационный энтропийный слой — зона резкого изменения энтропии [1]. Для течений, близких к равновесным, область резких градиентов газодинамических функций локализуется вблизи ударной волны.

Эти особенности значительно осложняют непосредственное применение численных методов, разработанных для равновесных и замороженных течений [2-4].

2. Рассматривается обтекание сферы гиперзвуковым потоком релаксирующего газа с неравновесностью внутренних степеней свободы. Поскольку цель работы — выяснение характерных особенностей неравновесного течения, будем рассматривать некоторую упрощенную модель двухатомного релаксирующего газа с постоянной теплоемкостью инертной степени свободы  $C_{vi} = \text{const}$  и постоянной величиной времени релаксации  $\tau = \text{const}$ .

В дальнейшем при расчетах будет принято, что теплоемкость активных степеней свободы  $C_v = 5/2R$  и  $C_{vi} = R$ , где  $R$  — газовая постоянная.

Принятая модель газа достаточно хорошо отражает все основные особенности поведения неравновесного газа с возбуждением колебательных степеней свободы в дозвуковой области течения.

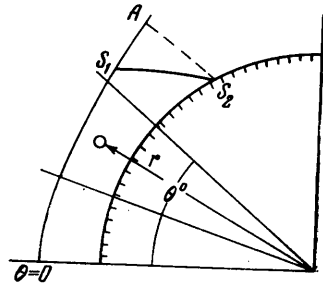
Система уравнений, описывающая такое течение, имеет вид

$$\frac{dp}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \nabla p = 0$$

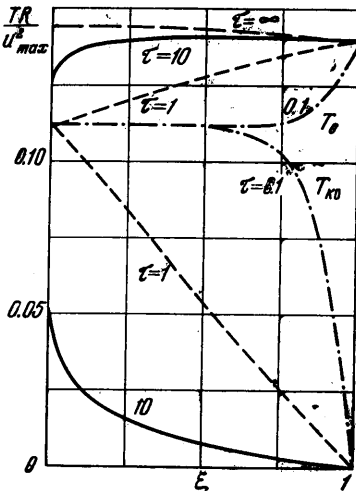
$$\frac{dE}{dt} - p \frac{d(1/\rho)}{dt} = 0, \quad \frac{dE_k}{dt} = \frac{E_k(T) - E_k(T_k)}{\tau_1(T, \rho)}$$

$$p = \rho RT, \quad E = E_1 + E_k$$

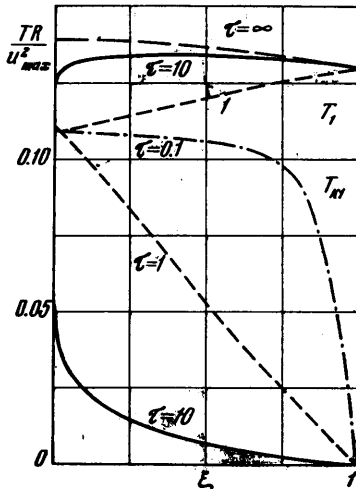
Здесь  $\tau_1$  — время релаксации инертных степеней свободы;  $T$  и  $E_1$  — соответственно температура и энергия активных степеней свободы; а  $T_k$  и  $E_k(T_k)$  — температура и энергия инертных степеней свободы;  $E_k(T)$  — энергия инертных степеней свободы, находящаяся в термодинамическом равновесии с энергией активных степеней свободы. Остальные обозначения общеприняты.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

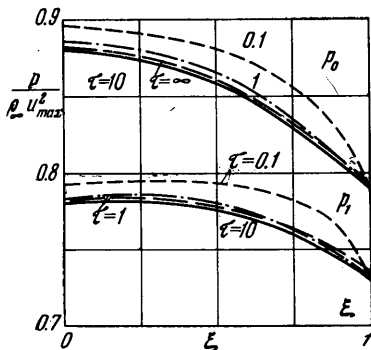
Граничные условия на ударной волне записываются в виде

$$\begin{aligned} \rho_{\infty} u_{\infty n} &= \rho_s u_{sn}, & u_{\text{от}} &= u_{st} \\ p_{\infty} + \rho_{\infty} u_{\infty n}^2 &= p_s + \rho_s u_{sn}^2, & h_{\infty} + 1/2 u_{\infty n}^2 &= h_s + 1/2 u_{sn}^2 \\ E_k(T_k) &= E_k(T_{\infty}) = 0 \end{aligned}$$

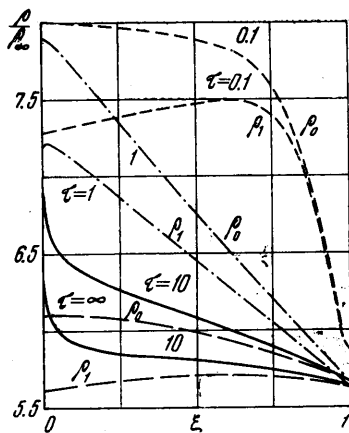
На теле ( $un$ ) = 0.

Задача решалась численно в сферической системе координат методом, предложенным Г. Ф. Телениным [5]. Примененная трехлучевая схема представлена на (фиг. 1), где  $S_1S_2$  — звуковая линия,  $AS_2$  — граничная характеристика.

3. Некоторые особенности внутренней структуры слоя, установленные в результате расчетов, показаны на фиг. 2—5. Здесь представлены результаты расчетов на ЭВМ для двух лучей:  $\theta_0 = 0$  и  $\theta_1 = 0.3125$  в системе координат ( $\xi = r - R_0/r_s - R_0, \theta$ ), где  $r_s = r_s(\theta)$  — уравнение скачка уплотнения,  $R_0$  — радиус сферы. Индексы 0 и 1 показывают распределение газодинамических параметров соответственно вдоль оси симметрии и вдоль луча  $\theta_1 = 0.3125$ .



Фиг. 4



Фиг. 5

Следует отметить тот факт, что при проведении расчетов неравновесных течений требуется высокая степень точности удовлетворения граничным условиям — «пристрелки». В противном случае в области около тела нарушаются закон сохранения энергии и соотношения расходов через лучи.

На фиг. 2 и 3 представлены распределения температур  $T$  и  $T_k$  вдоль двух лучей  $\theta_0 = 0$  и  $\theta_1 = 0.3125$  для трех значений безразмерного времени релаксации  $\tau = 10$ ,  $\tau = 1$ ,  $\tau = 0.1$ . Здесь  $\tau = \tau_{i \max} / \varepsilon$ , где  $u_{\max}$  — скорость истечения в вакуум, а  $\varepsilon$  — расстояние от ударной волны до тела. Отмечается немонотонное изменение температуры вдоль нулевой линии тока  $\theta_0 = 0$  (фиг. 2). Здесь сказывается влияние двух противоположающихся факторов: торможение частицы газа и возбуждение инертных степеней свободы.

На фиг. 4 представлено распределение давления в ударном слое на двух лучах  $\theta_0 = 0$  и  $\theta_1 = 0.3125$  для трех значений безразмерного времени релаксации. Результаты расчетов показывают, что профиль давления практически не меняется с изменением безразмерного времени релаксации.

Автор благодарит О. Ю. Полянского за постоянное внимание к выполнению данной работы.

Поступило 21 IV 1966

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гладков А. А. Об эффекте релаксационного энтропийного слоя. ПМТФ, 1964, № 1.
2. Стулов В. П., Теленин Г. Ф. Неравновесное обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха. Изв. АН СССР, Механика, 1965, № 1.
3. Conti R. T. Stagnation Equilibrium Layer in Nonequilibrium Blunt — Body Flows. AIAAJ, 1964, vol. 2, No. 11.
4. Мурзин И. Н. Течение газа в окрестности критической точки затупленного тела при конечной скорости возбуждения колебательных степеней свободы. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1961, № 6.
5. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф., Тиняков Г. П. Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отошедшей ударной волной. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, № 4.