

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еремейцев И. Г., Пиллюгин Н. Н., Хлебников В. С., Юницкий С. А. Исследование аэродинамических характеристик и теплообмена тел в неравномерных сверхзвуковых потоках газа. М.: Изд-во МГУ, 1988. 105 с.
2. Георгиевский П. Ю., Левин В. А. Сверхзвуковое обтекание тел при наличии внешних источников тепловыделения // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, Вып. 8. С. 684–687.
3. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.

Москва

Поступила в редакцию
23.I.1989

УДК 533.6.011.8

© 1990 г.

В. Л. БЕЛОУСОВ, Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ

ТЕЧЕНИЕ В ОКРЕСТНОСТИ ЛИНИИ ТОРМОЖЕНИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ДВИЖЕНИИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ С ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ И КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ МОЛЕКУЛ

Исследуется нестационарное течение в окрестности критической линии тока перед сферой при ее сверхзвуковом движении через плоский слой двухатомного газа с повышенной температурой и неравновесно возбужденными колебаниями молекул. (Источником такой неоднородности может служить газовый разряд [1].) Задача решается с использованием модели вязкого ударного слоя, применение которой обеспечивает возможность учета процессов молекулярного переноса и анализа нестационарного теплообмена. В рамках модели невязкого газа расчеты таких течений проводились ранее в [2].

1. Рассматривается осесимметричное обтекание сферически затупленного тела, движущегося с постоянной скоростью V через бесконечный плоский слой двухатомного газа с повышенным запасом поступательной и колебательной энергии молекул. Давление в слое считается постоянным и равным давлению в окружающем газе. Распределение поступательной температуры описывается формулой

$$T(x) = T_0 \left\{ 1 - a \exp \left[- \left(\frac{x}{b} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \quad (1.1)$$

Здесь T_0 — температура газа за пределами слоя; x — расстояние от его плоскости симметрии; a , b — параметры, определяющие величину и линейный масштаб неоднородности. Вращательные степени свободы молекул предполагаются находящимися в равновесии с поступательными. Запас удельной колебательной энергии в пределах неоднородности задавался формулой

$$e_v = \frac{RT_x}{\exp(T_x/T_v) - 1} \quad (1.2)$$

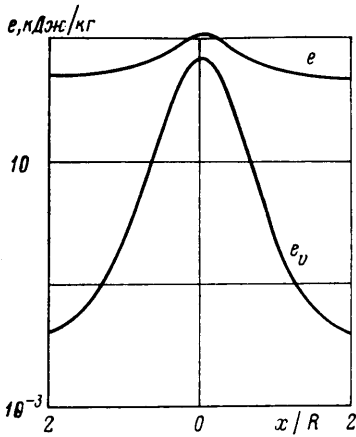
где R , T_x — удельная газовая постоянная и характеристическая температура колебаний. Изменение температуры T_v задавалось формулой вида (1.1).

Течение в ударном слое описывается уравнениями Навье — Стокса в предположении о локальной автомодельности решения в окрестности линии торможения. Применимость этого предположения при достаточно больших числах Маха и рассматриваемых параметрах неоднородности обоснована в [3] на примере обтекания тела газом с постоянной теплоемкостью.

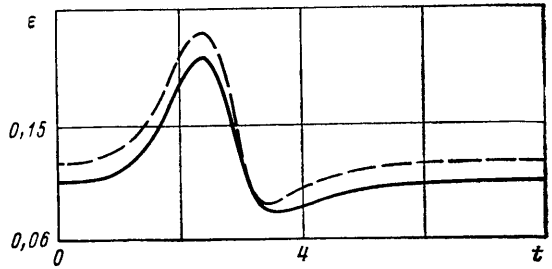
В предположении о равновесном возбуждении вращательных уровней молекул уравнение, выражающее баланс энергии поступательных и вращательных степеней свободы, отличается от соответствующего уравнения для газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 1,4$ только наличием дополнительного члена $W(T, e_v)$, описывающего обмен энергией с колебательно возбужденными молекулами. Исходная система включает уравнение баланса колебательной энергии, которое в приближении локальной автомодельности имеет вид

$$\frac{\partial e_v}{\partial t} + v \frac{\partial e_v}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mu}{Sc} \frac{\partial e_v}{\partial r} \right) + \frac{2}{r} \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial e_v}{\partial r} \right] - W = 0 \quad (1.3)$$

Здесь t — время, r — радиальная координата, v — скорость газа, ρ — плотность, μ — коэффициент вязкости, Sc — число Шмидта. Остальные уравнения исходной системы совпадают с соответствующими уравнениями для модели газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей [4].



Фиг. 1



Фиг. 2

Функция $W(T, e_v)$ зависит от принятой модели колебательной релаксации. В большинстве случаев использовалась простейшая модель гармонического осциллятора. В ряде расчетов колебательная релаксация описывалась в рамках модели [5], учитывающей ангармонизм колебаний. Используемая в этих случаях методика вычисления функции $W(T, e_v)$ совпадает с изложенной в [6]. Результаты расчетов показали, что для рассматриваемых условий уточнения описания колебательной релаксации не оказывают заметного влияния на параметры ударного слоя и величину теплового потока.

Задача решается с выделением головной ударной волны, на которой в качестве граничных условий используются обобщенные соотношения Ренкина — Гюгонио. Процессы колебательной релаксации в области ударной волны считаются замороженными. На поверхности тела используются условия прилипания и непроницаемости, поступательная температура считается равной температуре газа за пределами неоднородности $T_w = T_0$. Удельная колебательная энергия на поверхности тела принимается равной равновесному значению при температуре T_w . Распределения всех функций в исходный момент времени заимствуются из решения соответствующей стационарной задачи.

Исходные уравнения интегрируются с помощью неявной конечно-разностной схемы [7], имеющей второй порядок точности по пространственной координате и первый по времени. Большая часть расчетов выполнена на сетке, содержащей 50 узлов между поверхностью тела и головной ударной волной. Узлы сгущались к поверхности тела с помощью логарифмического преобразования радиальной координаты. На основании результатов контрольных расчетов, проводившихся с различным числом узлов сетки, сгущением и шагом по времени, точность численных решений оценивается в несколько процентов, что соответствует допущениям, принятым при постановке задачи.

2. Ниже рассматриваются результаты расчетов для одного из вариантов условий обтекания. Они соответствуют числу Маха $M=8$ и числу Рейнольдса $Re=1,33 \cdot 10^5$. Числа M и Re вычислены по скорости движения тела V , радиусу затупления R и параметрам газа за пределами неоднородности.

Изменение температуры и удельной колебательной энергии газа в пределах неоднородности описывается формулами (1.1), (1.2) с параметрами: $T_0=300$ К, $b=R$, $a=0,7$ для T и $a=0,9$ для T_0 . Соответствующие распределения полной внутренней энергии газа $e=e^*+e_v$ и колебательной энергии e_v показаны на фиг. 1. Здесь e^* — удельная энергия поступательных и вращательных степеней свободы молекул.

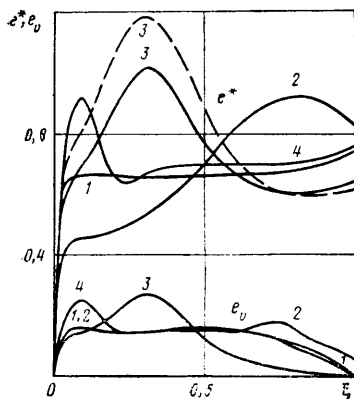
В расчетах течения в ударном слое использовалась модель гармонического осциллятора с параметрами, соответствующими молекулам азота. Время релаксации τ вычислялось по формуле [8]

$$\lg p\tau = 93 T^{-1/2} - 10,61 \text{ атм} \cdot \text{с}$$

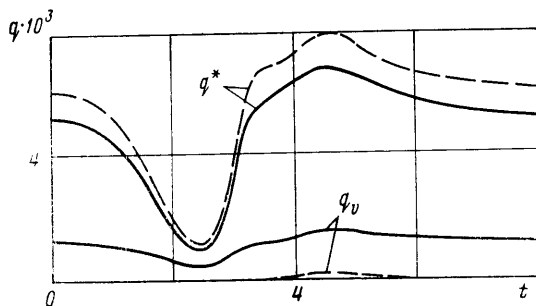
Коэффициент вязкости определялся по формуле Сазерленда, число Шмидта $Sc=0,5$.

Результаты представлены в безразмерном виде. В качестве масштабов длины, времени, удельной энергии и теплового потока используются величины R , R/V , $V^2/2$, $\rho_0 V^3$. Расстояние от тела ξ отнесено к отходу ударной волны ϵ .

На фиг. 1 видно, что в центре неоднородности энергия колебаний составляет более половины полной внутренней энергии. Однако в ударном слое из-за торможения и нагрева газа в головной ударной волне относительная доля колебательной составляющей внутренней энергии существенно уменьшается. Колебательная релаксация в ударном слое в рассматриваемых условиях идет в направлении передачи энергии от поступательных и вращательных степеней свободы частиц к колебатель-



Фиг. 3



Фиг. 4

вым. При этом влияние колебательной релаксации на параметры ударного слоя и тепловой поток к обтекаемой поверхности сравнительно невелико.

При движении через область с повышенной температурой головная ударная волна сначала удаляется от поверхности тела, а затем возвращается к исходному положению, соответствующему стационарному обтеканию. Изменение отхода ударной волны на линии торможения показано на фиг. 2. Штриховая кривая — результат расчета при $W=0$, т. е. в предположении об отсутствии обмена энергией между поступательными и колебательными степенями свободы молекул. В этом случае значения отхода соответствуют течению газа с отношением удельных теплоемкостей $\gamma=1.4$.

На фиг. 3 представлены профили составляющих удельной внутренней энергии газа на линии торможения. Кривые 1–4 соответствуют моментам $t=0,0; 2,4; 3,2; 4,0$. Время отсчитывается от момента, когда температура газа перед головной ударной волной начинает отличаться от значения T_0 более чем на 0,1%. Штриховой кривой для $t=3,2$ показан профиль удельной энергии e^* , рассчитанный при $W=0$.

На фиг. 4 показано изменение составляющих теплового потока в передней критической точке сферы. Сплошные линии — результат, полученный с учетом колебательной релаксации, штриховые — в предположении об отсутствии энергообмена с колебательными степенями свободы молекул ($W=0$). Видно, что в рассматриваемых условиях основной вклад в тепловой поток дает составляющая q^* , связанная с энергией поступательного и вращательного движения молекул. Учет обмена энергией с колебательными степенями свободы приводит к некоторому перераспределению тепловых потоков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велизов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 159 с.
2. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Первушин С. В. Нестационарное и неравновесное течение воздуха в окрестности критической линии тока // Изв. АН СССР. МЖТ. 1986. № 6. С. 170–172.
3. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Нестационарное обтекание сферы при сверхзвуковом движении через температурную неоднородность: Препринт № 1178. Л.: ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, 1987. 38 с.
4. Као. Гиперзвуковое вязкое течение вблизи критической линии тока затупленного тела. Ч. 1. Локально-автомодельная задача // Ракетная техника и космонавтика. 1964. Т. 2. № 11. С. 3–21.
5. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
6. Горбачев Ю. Е., Жмакин А. И., Фурсенко А. А. Численное моделирование процессов в релаксирующем газе при быстром вкладе энергии // ПМТФ. 1985. № 2. С. 22–30.
7. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Расчет сверхзвукового обтекания затупленных тел вязким газом при больших числах Рейнольдса // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1972. Т. 12. № 5. С. 1292–1303.
8. Андерсон Дж. Газодинамические лазеры: введение: Пер. с англ. М.: Мир, 1979. 204 с.

Ленинград

Поступила в редакцию
10.X.1988