

15. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур 6000–12 000° К и давлений 0,001–1000 атм). М., Изд-во АН СССР, 1957.
16. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы газодинамических и термодинамических функций воздуха за прямым скачком уплотнения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
17. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Рождественский И. Б., Самуйлов Е. В., Плешанов А. С. Таблицы газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения (для скоростей набегающего потока до 4500 м/сек). М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1962.

УДК 533.6.011.8

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АЗОТА В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Г. Н. ЗАЛОГИН

(Москва)

На основании модели вязкого ударного слоя рассматривается релаксация вращательных степеней свободы молекулярного азота при течении разреженного газа в окрестности критической линии тока около сферы. Показано, что на режимах течения с сильно размытой ударной волной вращательные степени свободы могут быть существенно неравновесными, что приводит к возрастанию температуры и толщины ударного слоя по сравнению с равновесным случаем. Обсуждается влияние вращательной релаксации на структуру ударного слоя и находятся границы режимов течения, когда этот процесс играет существенную роль. Проводится сравнение результатов численных расчетов с имеющимися в литературе экспериментально полученными профилями плотности в окрестности критической линии тока при обтекании сферы разреженным газом [1, 2]. Получено достаточно хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

При рассмотрении обтекания тел различных конфигураций разреженным газом на передний план выдвигают такие поверхностные эффекты, как скольжение на теплоизолированной и скачок температуры на охлаждаемой поверхностях, а газ считается совершенным с постоянным показателем адиабаты. Здесь на примере молекулярного азота будет показано, что наряду с указанными эффектами при течении двухатомных разреженных газов необходимо также учитывать релаксацию вращательных степеней свободы. Поскольку значение теплоемкости при постоянном давлении для случая равновесно-возбужденных вращательных степеней свободы превышает соответствующее значение C_p для замороженных вращений в 1.4 раза, можно ожидать значительного влияния вращательной релаксации на структуру ударного слоя.

Обзор работ, посвященных вращательной релаксации двухатомных молекул, дан в [3]. Строгое рассмотрение вращательной релаксации, так же как и задачи о структуре фронта вязкого скачка уплотнения при больших числах Маха, должно проводиться на основании кинетических уравнений. Однако исследование, проведенные в [4], показывают, что подход, основанный на решении уравнений Навье – Стокса, дает достаточно надежные результаты при решении задач обтекания как по структуре ударного слоя, так и по коэффициенту теплопередачи вплоть до числа Кнудсена $Kn \approx 0.5$.

1. Характерные времена релаксации вращательных степеней свободы тяжелых молекул очень малы [3], поэтому при малых числах Рейнольдса и не очень высоких скоростях набегающего потока с достаточной степенью точности можно считать, что другие виды релаксации, такие как возбуждение колебаний, заморожены. Считалось, что в набегающем потоке вращательные степени свободы равновесны, а колебательные степени свободы заморожены. Анализ структуры ударного слоя проводится на основании решения уравнений Навье – Стокса, упрощенных в предположении о локально-автомодельном характере течения в окрестности критической линии тока (но без дальнейших упрощений, связанных с предположением о малости толщины ударного слоя). Эти уравнения (исключая уравнение энергии) име-

ют такой же вид, как в [4], и здесь не приводятся. Уравнение энергии записывалось для полной энтальпии, которая в случае неравновесного течения выражается следующим образом:

$$H = C_p T + \frac{1}{2} v^2 + E$$

Здесь C_p — теплоемкость поступательных степеней свободы при постоянном давлении, v — скорость, $E = C_{v1} T_1$ — энергия вращательных степеней свободы, C_{v1} и T_1 — вращательная теплоемкость и вращательная температура соответственно.

Так же как в [5, 6], для энергии электронно- и колебательно-возбужденных молекул в уравнении релаксации вращательной энергии E учитывалась диффузия. При этом уравнение для E имеет вид

$$(1.1) \quad \rho v E' = \frac{1}{\text{Re Sc}} r^{-2} (r^2 \mu E')' + \rho \frac{E_e - E}{\tau}$$

Здесь r — координата, отсчитываемая от центра сферы, штрих означает дифференцирование по r , Sc — число Шмидта для диффузии вращательно-возбужденных молекул, $E_e = C_{v1} T$ — локально-равновесное значение вращательной энергии, τ — время релаксации.

Для расчета зависимости коэффициента вязкости молекул N_2 от температуры использовалась формула Сетерленда с постоянной $c = 80$ К. Число Прандтля принималось равным $\text{Pr} = 0.75$, а число Шмидта вращательно-возбужденных молекул $\text{Sc} = 0.5$.

В набегающем потоке задавались значения всех функций. На поверхности тела вращательная энергия считалась равновесной: $E(1) = C_{v1} T_w$.

При малых числах Рейнольдса, особенно в случае теплоизолированной стенки, необходимо учитывать эффект скольжения. Скорость скольжения при зеркальном отражении молекул от поверхности выражается формулой

$$(1.2) \quad u(1) = 2 \left(\frac{\pi \gamma}{2} \right)^{1/2} \frac{M_\infty}{\text{Re}_0} \left(\frac{T_\infty}{T_0} \right)^{1/2} \left[\frac{\mu}{\rho T^{1/2}} \frac{du}{dr} \right]_{r=1}$$

Здесь μ и ρ отнесены к соответствующим значениям в набегающем потоке, T отнесено к температуре торможения T_0 , $\text{Re}_0 = R \rho_\infty V_\infty / \mu_0$ — число Рейнольдса, μ_0 — вязкость, рассчитанная по температуре торможения. Скачок температуры не учитывается.

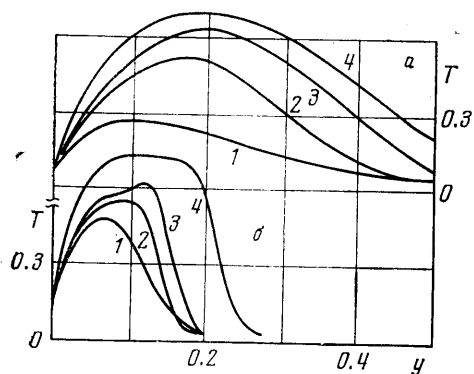
2. Численное решение поставленной задачи проводилось методом установления для скорости набегающего потока $V_\infty = 2000$ м/сек (число Маха $M \approx 5.7$) и для различных чисел Рейнольдса. Выражение для времени релаксации заимствовано из [3]. На фиг. 1, а, б в качестве примера приводятся распределения температуры поперек ударного слоя для $\text{Re}_\infty = 55,285$ (температура отнесена к величине $0.4 M_\infty^2 T_\infty$, координата $y = 1 - r/R$ отсчитывается от поверхности тела). На фиг. 1 — вращательная температура, 2 — температура при обтекании сферы совершенным газом с $\gamma = 1.4$, т. е. случай равновесного обтекания, 3 — температура для случая неравновесного обтекания, 4 — температура для одноатомного газа (вращения заморожены).

При малых числах Рейнольдса (фиг. 1, а), когда вращательные степени свободы возбуждены незначительно, профиль температуры при неравновесном течении (кривая 3) близок к замороженному (кривая 4). В этом случае, как отмечалось в [2], температура газа за ударной волной несколько превышает температуру торможения. Однако для случая охлаждаемой поверхности это превышение не может достичь своего предельного значения, равного 1.4, поскольку влияние холодной стенки при увеличении разреженности начинает сказываться во всей области течения раньше, чем полностью замораживаются вращательные степени свободы.

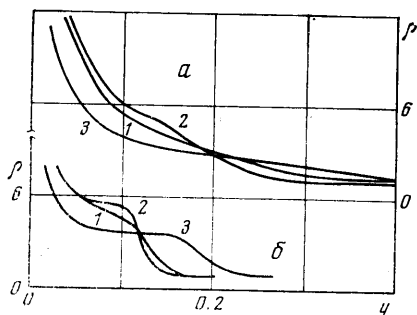
С увеличением числа Рейнольдса профиль неравновесной температуры (кривая 3) приближается к равновесному (кривая 2) (фиг. 1, б, в), вращательная температура (кривая 1) также приближается к поступательной. Границей влияния неравновесного возбуждения вращательных степеней свободы на структуру ударного слоя со стороны больших чисел Рейнольдса следует считать величину $\text{Re}_s \approx 100$ ($\text{Re}_s = R \rho_s V_\infty / \mu_s$), μ_s — вязкость за ударной волной.

Следует отметить значительное возбуждение вращательных степеней свободы внутри зоны вязкого скачка уплотнения, что обусловлено как малым временем релаксации, так и влиянием диффузионного переноса возбужденных молекул во внешние области вязкого скачка уплотнения.

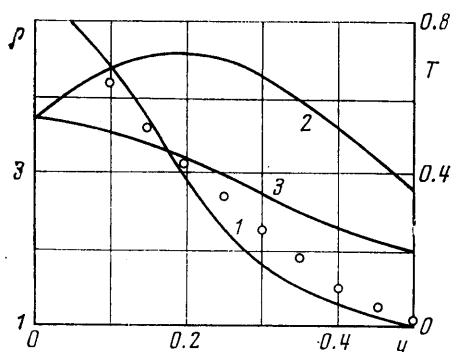
На фиг. 2, а, б приведены распределения плотности для тех же чисел Рейнольдса. Профиль плотности, рассчитанный с учетом неравновесного возбуждения вращательных степеней свободы (кривая 1), заключен между профилями, полученными



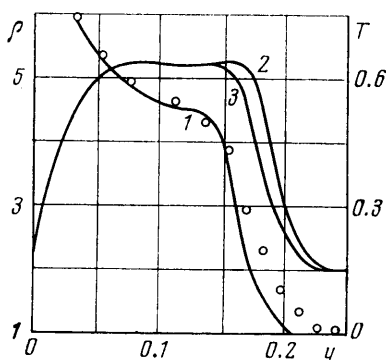
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

ми для совершенного газа с $\gamma=1.4$ (кривая 2) и с $\gamma=1.67$ (кривая 3). При малых числах Рейнольдса имеется, хотя и незначительное, различие в значениях плотности во всем ударном слое. С увеличением числа Рейнольдса неравновесный профиль плотности приближается к профилю, полученному для совершенного газа с $\gamma=1.4$, однако остается более пологим в окрестности фронта вязкого скачка уплотнения.

С увеличением числа Рейнольдса происходит значительное уменьшение толщины возмущенной зоны, связанное в основном с уменьшением толщины вязкого скачка уплотнения.

3. Остановимся далее на сравнении результатов численных расчетов с экспериментальными данными [1, 2], где проводилось измерение профилей плотности при обтекании сферы разреженным газом. На фиг. 3, 4 приведены профили плотности (кривая 1), поступательной температуры (кривая 2) и вращательной температуры (кривая 3), а также плотность, полученная в экспериментах [1] (кривая 4) для двух режимов обтекания. На фиг. 3 приведены результаты численных расчетов для числа $Re_s=12.2$, $M=4.38$ и $T_w=T_0$ с учетом скольжения и вращательной релаксации. В этом случае перед сферой нет четко выраженного скачка уплотнения. Экспериментальные точки (кривая 4) для этого же режима в передней части возмущенной зоны лежат несколько выше расчетных, однако отличие это невелико. Толщина возмущенной зоны, полученная в расчетах, практически совпадает с измеренной.

Сравнение кривых 2 и 3 показывает, что на этом режиме течения вращательные степени свободы далеки от равновесия, а максимальное значение поступательной температуры значительно (в 1.3 раза) превышает температуру торможения.

На фиг. 4 приведены результаты расчетов для числа $Re_s=134$, $M=4.38$ и $T_w=0.26 T_0$. Здесь также можно отметить хорошее согласие результатов численных расчетов с экспериментальными данными [1]. Рассчитанный профиль плотности (кривая 1) в основной части ударного слоя практически совпадает с эксперимен-

тальным (кривая 4). Некоторое отличие имеется только в передней части фронта вязкого скачка уплотнения. Следует отметить также, что полученные результаты очень хорошо согласуются с данными [4], где для получения решения был использован другой метод, а вращательные степени свободы считались возбужденными равновесно.

Вращательные степени свободы на этом режиме течения равновесны практически во всем ударном слое. Релаксационная зона занимает менее 10% толщины ударного слоя. На таких режимах можно считать вращательные степени свободы равновесно-возбужденными.

На фиг. 5 проводится сравнение расчетных профилей плотности с экспериментально измеренным в [2] для $Re_\infty=35$ и 100 при $M=3.78$. Стенка считалась теплоизолированной. Сопоставление кривых 1 и 4, соответствующих $Re_\infty=100$, показывает, что совпадение данных ухудшается при приближении к стенке, что объясняется, по-видимому, трудностями расшифровки экспериментальных данных, а также неполным соответствием набора исходных величин в расчетах и эксперименте.

Таким образом, приведенные исследования позволяют сделать вывод, что при обтекании затупленных тел разреженным газом наряду с эффектом скольжения на поверхности необходимо принимать во внимание также и неравновесный характер возбуждения вращательных степеней свободы молекул. Этот эффект необходимо учитывать при числах $Re_s \approx 100$, в то время как эффект скольжения на теплоизолированной стенке по данным [4] проявляется при $Re_s \approx 30$.

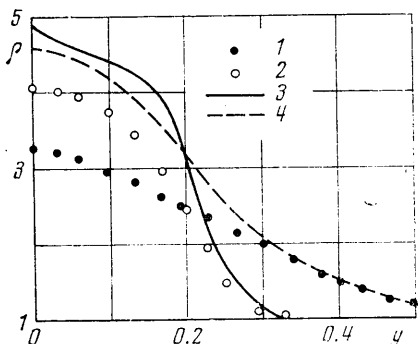
Анализ результатов численных расчетов показывает, что неравновесный характер возбуждения вращательных степеней свободы может заметно влиять на распределение поступательной температуры в ударном слое и в меньшей степени на распределение плотностей.

Неравновесное возбуждение вращательных степеней свободы приводит также к некоторому весьма незначительному (не более 10%) увеличению удельного теплового потока в стенку по сравнению с равновесным случаем, что связано с увеличением градиента поступательной температуры.

Поступила 25 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Russell D. A. Density disturbance ahead of a sphere in rarefield supersonic flow. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 8.
2. Иванов А. В. Экспериментальное исследование влияния чисел Маха и Рейнольдса на структуру сверхзвукового потока разреженного газа в окрестности передней критической точки затупленного тела. Изв. АН СССР, МЖТ, 1967, № 3.
3. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
4. Jain A. C., Adimurthy V. Hypersonic merged stagnation shock layers. AIAA Journal, 1974, vol. 12, No. 3.
5. Залогин Г. Н. О влиянии неравновесного излучения на обтекание затупленных тел разреженным газом. Изв. АН СССР, МЖТ, 1974, № 6.
6. Залогин Г. Н. Колебательно-диссоциационная релаксация азота в гиперзвуковом ударном слое при умеренных числах Рейнольдса. Изв. АН СССР, МЖТ, 1976, № 6.



Фиг. 5