

ОЦЕНКИ НЕРАВНОВЕСНОГО РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ УГЛЕКИСЛЫМ ГАЗОМ

Ю. П. ГОЛОВАЧЕВ

(Ленинград)

Решение задачи о гиперзвуковом неравновесном обтекании конусов со сферическим затуплением [1, 2] используется для оценки радиационного нагрева поверхности тела.

1. Согласно теоретическим и экспериментальным данным [3] в рассматриваемом диапазоне скоростей и плотностей невозмущенного потока ($V_\infty \approx 7$ км/сек, $\rho_\infty \approx 10^{-6}$ г/см³) излучение ударного слоя определяется главным образом четвертой положительной системой полос окиси углерода. Отсутствие необходимых сведений о кинетике электронного возбуждения молекул СО не позволяет выполнить точный расчет неравновесного излучения системы полос СО (4⁺). Для оценки радиационного нагрева поверхности тела используется двухуровневая модель неравновесного излучения [4]. Параметры электронных состояний заимствуются из [5], а необходимые данные о поле течения — из работ [1, 2]. Предполагается, что решение [1, 2] дает концентрацию молекул СО в основном электронном состоянии. Концентрация возбужденных молекул находится из уравнения

$$(1.1) \quad \rho \left(\frac{u}{1+\kappa n} \frac{\partial c^*}{\partial s} + v \frac{\partial c^*}{\partial n} \right) - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\mu}{S^*} \frac{\partial c^*}{\partial n} \right) - \\ - \left(\frac{\kappa}{1+\kappa n} + \frac{\cos \theta}{r+n \cos \theta} \right) \frac{\mu}{S^*} \frac{\partial c^*}{\partial n} = \omega^*$$

записанного без учета диффузионного переноса вдоль ударного слоя, поскольку для рассматриваемых течений $\partial c^*/\partial s \ll \partial c^*/\partial n$. Здесь c^* — массовая концентрация возбужденных молекул; s — длина дуги, отсчитываемая от передней критической точки; n — расстояние по нормали от поверхности тела; u, v — составляющие вектора скорости в направлениях s, n ; ρ — плотность смеси; μ — коэффициент вязкости смеси; κ — кривизна образующей поверхности тела; θ — угол наклона образующей к направлению невозмущенного потока; r — расстояние от оси симметрии до поверхности тела. Эффективное число Шмидта для возбужденных молекул S^* принимается равным 0.5. Скорость образования возбужденных молекул ω^* определяется с учетом двойных столкновений и радиационных процессов.

С целью получения оценки сверху для радиационного нагрева сечение дезактивации при столкновениях с молекулами и атомами принимается равным газокинетическому $\sigma = 10^{-15}$ см². Возбуждение электронным ударом не учитывается, поскольку соответствующее сечение возбуждения по данным [6] равно $\approx 10^{-17}$ см², а степень ионизации в рассматриваемых условиях много меньше единицы.

Скорость образования возбужденных молекул в результате радиационных процессов находится из решения уравнения переноса излучения. Для двухуровневой модели функция источника совпадает с функцией Планка от эффективной температуры электронного возбуждения

$$(1.2) \quad T^* = -E^*/[k \ln(g^{\circ}c^*/g^{\circ}c^{\circ})]$$

где E^* — энергия возбужденного уровня, k — постоянная Больцмана, g — статистический вес уровня, c° — концентрация молекул в основном электронном состоянии.

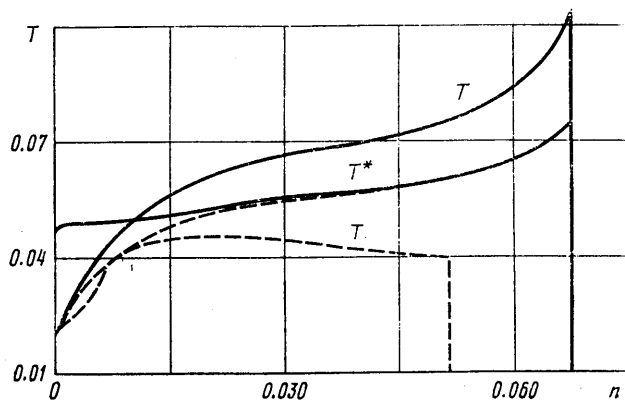
Сечение поглощения заимствуется из работы [5]. Для решения уравнения переноса излучения применяется приближение локально-одномерного плоского слоя при нулевых граничных условиях для интенсивности излучения. В этом же приближении вычисляется радиационный тепловой поток к поверхности тела. Учет излучения в уравнении (1.1) осуществляется методом последовательных приближений.

На поверхности тела концентрация возбужденных молекул принимается равной равновесному значению при $T_w = 2500^{\circ}$ К. На ударной волне используются модифицированные соотношения Ренкина — Гюгонио в предположении о замороженности процессов электронного возбуждения в области ударной волны. На оси симметрии течения $\partial c^*/\partial s = 0$, и концентрация возбужденных молекул определяется из обыкновенного дифференциального уравнения, решение которого находится методом конечных разностей с применением прогонки. Далее используется двухслойная неявная конечно-разностная схема решения уравнений параболического типа.

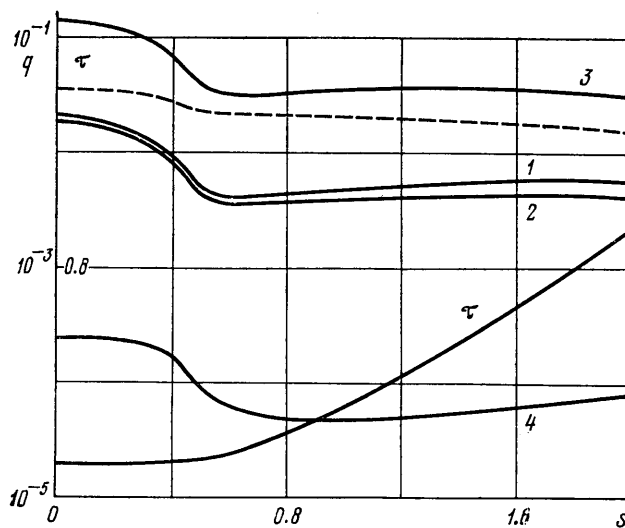
2. В качестве примера на фиг. 1, 2 приведены результаты расчетов обтекания конуса с радиусом затупления 0.2 м и углом полураствора 60° при $V_\infty = 7$ км/сек, $\rho_\infty = 0.207 \cdot 10^{-6}$ г/см³. Линейные размеры отнесены к радиусу затупления, тепловые

поток к $\rho_{\infty} V_{\infty}^3$, температура — к $m_{\infty} V_{\infty}^2 / 2R$, где m — молекулярный вес, R — универсальная газовая постоянная.

На фиг. 1 показаны профили поступательной температуры T и эффективной температуры электронного возбуждения молекул окиси углерода T^* на линии $s = \text{const}$, проходящей через точку сопряжения сферы с конусом. Пунктирными кри-



Фиг. 1



Фиг. 2

выми показаны профиль поступательной температуры, рассчитанный в предположении локального термодинамического равновесия, и профиль T^* , рассчитанный без учета фотовозбуждения. Видно, что в рассматриваемых условиях течение в ударном слое существенно неравновесно. Поглощение излучения дает заметный вклад в кинетику возбуждения молекул СО в пристеночной области. При выбранном сечении столкновительной дезактивации ($\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$) эффективная температура T^* , рассчитанная без учета радиационных процессов, практически совпадает с поступательной, т.е. нарушение равновесного распределения молекул по электронным уровням происходит только за счет этих процессов.

Результаты расчета радиационного теплового потока к поверхности тела представлены на фиг. 2 кривой 1. Для сравнения кривыми 2–4 показаны значения q_r , рассчитанные соответственно без учета фотовозбуждения, по поступательной температуре и в предположении о наличии в ударном слое локального термодинамического равновесия. Пунктирной кривой показаны значения конвективного теплового потока для случая идеально каталитической поверхности тела [4].

Видно, что в рассматриваемых условиях предположение о локальном термодинамическом равновесии неприменимо для оценок радиационного нагрева поверхности тела. Расчет по поступательной температуре приводит к завышенным значениям лучистого теплового потока. Учет возбуждения и дезактивации молекул в результате радиационных процессов уточняет эту оценку. При этом радиационный нагрев поверхности тела оказывается меньше конвективного. Полученные результаты не показывают существенного увеличения лучистого потока на боковой поверхности тела, отмеченного в [7] для равновесных течений при $V_{\infty} \geq 9$ км/сек. Это отличие в характере изменения лучистого потока по поверхности тела объясняется реабсорбцией излучения системы полос CO (4^+) в ударном слое. Изменение максимальной по спектру оптической толщины ударного слоя τ также представлено на фиг. 2.

Поступила 28 IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Головачев Ю. П. Расчет обтекания затупленных тел неравновесными газовыми смесями на основе уравнений Навье – Стокса. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1978, т. 18, № 5.
2. Головачев Ю. П. Неравновесное обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком углекислого газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, № 5.
3. Гулард Р., Бернс Р. К., Бугнер Р. Е., Нелсон Г. Ф. Течения излучающего газа в условиях входа в атмосферы планет. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 3.
4. Бай Ши-и. Динамика излучающего газа. М., «Мир», 1968.
5. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства высокотемпературных газов. М., «Машиностроение», 1971.
6. Митта М. J., Stone E. J., Zipf E. C. Excitation of the CO fourth positive band system by electron impact on carbon monoxide and carbon dioxide. J. Chem. Phys., 1971, vol. 54, No. 6.
7. Головачев Ю. П., Попов Ф. Д. Обтекание затупленных конусов при входе в атмосферу, состоящую из углекислого газа и азота. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 2.

УДК 533.6.011.8

О ВЛИЯНИИ КОЭФФИЦИЕНТОВ АККОМОДАЦИИ НА АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАСТИНЫ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА

С. Л. ГОРЕЛОВ, А. И. ЕРОФЕЕВ

(Москва)

Задача об обтекании плоской пластины потоком разреженного газа является одним из наиболее простых примеров пространственного обтекания тел в переходной области, позволяющих проанализировать влияние различных параметров на характер обтекания. В большинстве работ (см., например, [1–3]), где эта задача решается на основе кинетических уравнений, в качестве граничного условия на поверхности принимается полностью диффузное отражение молекул, т. е. предполагается, что отраженные частицы имеют максвелловскую функцию распределения по скоростям с температурой, равной температуре пластины T_w . Примеры влияния граничных условий в предположении диффузно-зеркального отражения рассматривались в [1, 4]. В данной работе для случая обтекания пластины одноатомным газом под нулевым углом атаки граничные условия на поверхности пластины определяются схемой диффузно-зеркального отражения молекул. Рассматриваются два варианта этой схемы, в одном из которых часть молекул отражается зеркально, а часть – диффузно с температурой, равной температуре поверхности. В другом полагается, что функция распределения отраженных молекул максвелловская, а температура определяется через коэффициент аккомодации энергии.

В случае обтекания пластины под углами атаки газом, молекулы которого имеют вращательные степени свободы, исследуется влияние на аэродинамические харак-