

РАСЧЕТ ТЕЧЕНИЯ НЕВЯЗКОГО ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГАЗА ОКОЛО ТУПОНОСОГО ТЕЛА

В. В. БОГОЛЕПОВ, Ю. Г. ЕЛЬКИН, В. Я. НЕЙЛАНД

(Москва)

При обтекании затупленного тела гиперзвуковым потоком газа со скоростью порядка второй космической или больше излучение газа в возмущенной области за ударной волной становится основным механизмом аэродинамического нагрева и оказывает существенное влияние на распределение газодинамических параметров в ударном слое. Эта задача рассматривалась с различных точек зрения многими авторами. Достаточно полный обзор этих исследований приведен в работах [1-4].

В ранних работах [5, 6] использовалось приближение «объемного» высвечивания. В этом приближении для учета влияния лучистого теплообмена в уравнение энергии добавляется член, эквивалентный стоку тела, величина которого зависит от локального термодинамического состояния газа. Однако использование такого допущения при решении задачи о невязком обтекании затупленного тела приводит к особенностям на теле [7, 8]. Для устранения особенности вводился учет поглощения радиации в узком пристеночном слое [7] или использовалась концепция вязкого и теплопроводного ударного слоя [8]. Дальнейшее уточнение получено А. Н. Румынским, который учел селективность излучения и исследовал течение излучающего и поглощающего газа в окрестности передней критической точки затупленного тела.

В предлагаемой работе исследуется распределение газодинамических параметров в ударном слое по всей лобовой поверхности затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком излучающего и поглощающего газа, с учетом селективности излучения.

1. Рассматривается обтекание затупленного тела установившимся равномерным невязким гиперзвуковым потоком с учетом равновесных физико-химических реакций. Учет излучения эквивалентен добавлению в уравнение энергии члена $\operatorname{div} q$, где q — вектор лучистого потока. Членом, описывающим влияние излучения в уравнении импульса пренебрегается. Кроме уравнений импульса, энергии и неразрывности, систему уравнений надо дополнить уравнениями переноса лучистой энергии и уравнениями состояния. Таким образом, система уравнений для решения задачи об обтекании осесимметричного тела при нулевом угле атаки в сферической системе координат (r, θ, φ) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v^2}{r} &= - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, & u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} &= - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \\
 \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^2 \sin \theta) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v r \sin \theta) &= 0, & \rho V \operatorname{grad} \left(h + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) + \operatorname{div} q &= 0 \\
 \rho &= f(p, r), & \frac{dI_\lambda}{ds} &= K_\lambda (B_\lambda - I_\lambda)
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

Здесь u, v — составляющие скорости V в направлении r и θ , отнесенные к максимальному значению скорости V_m ; p — давление, отнесенное к $\rho_1 V_m^2$; ρ — плотность, отнесенная к плотности в набегающем потоке ρ_1 ; h — энтальпия, отнесенная к $V_m^2/2$; T — температура, отнесенная к температуре в набегающем потоке T_1 ; I_λ — интенсивность излучения с длиной волны λ ; K_λ — коэффициент поглощения с учетом вынужденного испускания; B_λ — функция Планка; s — луч, вдоль которого рассчитывается интенсивность

излучения I_λ . Все линейные размеры отнесены к радиусу кривизны r_0 в критической точке. Член $\operatorname{div} q$ отнесен к $\rho_1 V_m^3 / r_0$. Уравнение состояния $\rho = f(p, T)$, а также производные $(\partial \rho / \partial p)_T$, $(\partial \rho / \partial T)_p$, $(\partial h / \partial p)_T$ и $(\partial h / \partial T)_p$ рассчитываются по аппроксимационным формулам, предложенным В. В. Михайловым [9].

Система (1.1) представляет собой систему интегро-дифференциальных уравнений. Для ее решения необходимо знать коэффициенты поглощения данной газовой смеси в зависимости от длины волны, температуры и давления. Помимо обычных газодинамических граничных условий, необходимы также граничные условия для излучения. В общем случае очень сложно получить решение такой задачи. Поэтому были введены следующие упрощающие допущения.

1) В газе за фронтом отошедшей ударной волны происходят равновесные физико-химические реакции.

2) Излучение не влияет на параметры газа перед ударной волной. Газ перед ударной волной считается неизлучающим.

3) Изменение интенсивности излучения в пограничном слое незначительно.

4) Излучающую область в каждом сечении можно представить в виде бесконечного слоя газа толщиной ε , в котором распределение давления и температуры такие же, как и в данном сечении.

Необходимо отметить, что в зависимости от параметров среды и скорости потока физико-химические реакции не всегда протекают равновесно. Однако в достаточно плотном газе зона неравновесных физико-химических реакций занимает незначительную часть ударного слоя и, практически, можно считать, что идут равновесные реакции во всем ударном слое. Например, в одном из вариантов расчета ($M_1 = 30$, $P_1 = 0.01$ атм, $r_0 = 100$ см и $T_1 = 250^\circ$ К) неравновесная зона занимает всего лишь 0.25% всего ударного слоя по оценкам работы [10].

Относительно второго допущения можно сказать, что поскольку температура набегающем потоке T_1 значительно меньше температуры газа T за ударной волной, то $I_{\lambda 1}$ очень мала по сравнению с I_λ и ею можно пренебречь. Отсюда получается начальное условие для интегрирования уравнений переноса от волны к телу на ударной волне $I_\lambda^- = 0$.

При использовании третьего допущения начальное условие для интегрирования уравнений переноса от тела к волне на нулевой струйке тока будет:

$$I_\lambda^+ = \varepsilon_2 B_2 + (1 - \varepsilon_2) I_\lambda^-$$

где ε_2 — степень черноты поверхности тела, а температура поверхности тела T_2 считается заданной. Это последнее условие означает следующее: при больших числах Рейнольдса толщина пограничного слоя значительно меньше (в \sqrt{R} раз) толщины ударного слоя; поэтому и оптическая толщина пограничного слоя значительно меньше (по крайней мере в \sqrt{R} раз) оптической толщины ударного слоя. Для тех частот, при которых оптическая толщина ударного слоя $\tau_1 \sim O(1)$ создает наибольший вклад в $\operatorname{div} q$, пограничный слой будет прозрачным. А для частот, при которых оптическая толщина пограничного слоя $\tau_2 \sim O(1)$, $\tau_1 \gg 1$, этот вклад в $\operatorname{div} q$ мал. Таким образом, краевые условия, принятые в работе, являются точными в асимптотическом смысле при значении числа Рейнольдса, стремящимся к бесконечности.

Как показано в работе [11], допущение о замене излучающего слоя сложной формы плоскопараллельным слоем не вносит значительных погрешностей, превышающих погрешность в величине используемых коэффициентов поглощения воздуха.

Помимо специальных граничных условий для I_λ , необходимы и известные граничные условия газовой динамики: на теле — условие непротекания, т. е. $u = 0$; на ударной волне — соотношения Гюгонно.

2. Система уравнений (1.1) решается следующим методом последовательных приближений. По распределению величины $\operatorname{div} q$, взятого из предыдущего приближения (в нулевом приближении $\operatorname{div} q \equiv 0$), вычисляются все газодинамические функции течения в ударном слое, а затем по полученному полю температур и давлений вычисляется член $\operatorname{div} q$. Для лучшей сходимости был применен метод демпфирования [3].

Система (1.1) без уравнений переноса (с членом в уравнении энергии, учитывающим перенос лучистой энергии) в каждой итерации для лобовой поверхности решается методом, описанным в работе [12]. В данном случае дозвуковая область раз-

бивалась на три луча, причем последний луч проводился в окрестности звуковой линии. После аппроксимации функций течения по их значениям на лучах f_i исходная интегро-дифференциальная система свелась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений с краевыми условиями на скачке уплотнения и на теле. Интегрирование системы проводилось вдоль лучей от скачка уплотнения к поверхности тела, а недостающие на скачке краевые условия подбирались методом Ньютона — Конторовица таким образом, чтобы удовлетворить условию непротекания на поверхности тела.

После вычисления распределения температуры и давления в слое производим расчет распределения $\text{div } q$ внутри ударного слоя. Коэффициенты излучения взяты из работ [13, 14]. Спектральная область 500—20000 Å разбивается на 250 интервалов и внутри каждого интервала коэффициент поглощения воздуха считается постоянным для заданных значений температур и давлений. Если температура и давление не совпадают с табличными значениями T и p , то требуемый коэффициент поглощения находится линейной интерполяцией логарифмов величин p , T и K_λ .

В каждой точке ударного слоя, где необходимо определить $\text{div } q$, уравнения переноса лучистой энергии для каждой длины волны излучения интегрируются вдоль n -лучей, составляющих различные углы с нормалью к поверхности тела. Оценки, проведенные в работе [3], показали, что для точного интегрирования по полупространству уравнения переноса величина n должна быть более 5. В проводимых здесь расчетах n принималась 7 и 10 для верхнего и нижнего полупространства, т. е. всего было 14 или 20 лучей в каждой точке ударного слоя и для каждого значения длины волны излучения.

Начальные условия для интегрирования имеем в виде от волны к телу на ударной волне $I_\lambda^- = 0$, а для интегрирования от тела к волне на нулевой струйке тока $I_\lambda^+ = \epsilon_2 B_2 + (1 - \epsilon_2) I_\lambda^-$. Определив I_λ^+ и I_λ^- для каждого луча и тем самым производные dI_λ/dS на каждом луче и проинтегрировав по всем лучам и всем λ , получим значение величины $\text{div } q$ и переходим к следующему приближению.

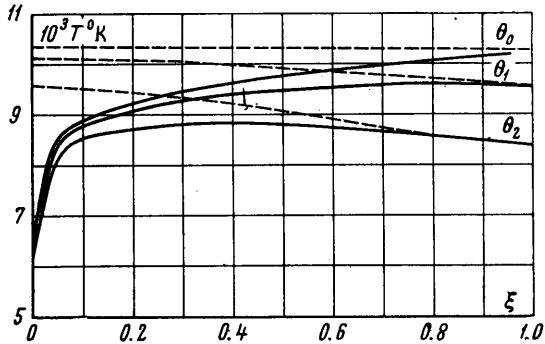
3. В этом разделе приведены результаты расчетов, проведенных для случая полета сферы в атмосфере Земли радиусом 1 м со скоростью 9.57 км/сек на высоте равной 31 км и со скоростью 10.5 км/сек на высоте 65 км.

Проведенные исследования показали, что излучение изменяет все характеристики гиперзвукового потока, но наибольшее влияние оказывает на профиль температуры и плотности в ударном слое и на величину радиационного теплового потока.

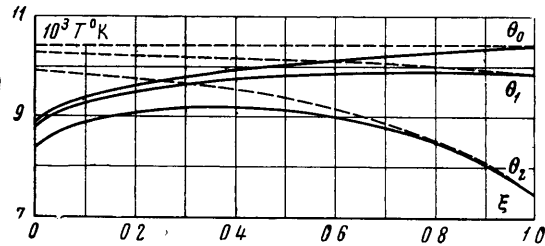
На фиг. 1, 2 представлены распределения температуры T по лучам, проведенным под углами $\theta_0 = 0$, $\theta_1 = 0.3125$ и $\theta_2 = 0.625$ с учетом (сплошные кривые, $\text{div } q \neq 0$) и без учета (штриховые кривые, $\text{div } q = 0$) влияния излучения в ударном слое при

$H = 31$ км, $V = 9.57$ км/сек (фиг. 1) и при $H = 65$ км, $V = 10.5$ км/сек (фиг. 2). Из уравнения энергии следует, что на поверхности тела в критической точке $\text{div } q = 0$, а в других точках будем иметь $\text{div } q = (\rho v / r_0) \partial h / \partial \theta$. Равенство нулю $\text{div } q$ в критической точке позволяет определить температуру газа у поверхности тела. Из рассмотрения графиков видно, что учет излучения приводит к значительному уменьшению T вблизи поверхности обтекаемого тела.

Изменение давления и скорости в ударном слое за счет излучения невелико. Однако необходимо отметить, что при учете излучения скорость и градиент скорости на нулевой струйке тока уменьшились, что, следовательно, приведет и к уменьшению конвективного теплового потока к поверхности тела. Величина отхода ударной



Фиг. 1

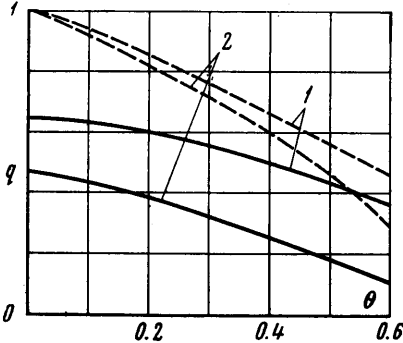


Фиг. 2

волны ϵ от поверхности обтекаемого тела также уменьшается. Приводим значения величины отхода ударной волны от тела по различным лучам θ для эти примеров-расчета. Скобками отмечены результаты второго варианта.

$\theta =$	0	0.3125	0.625
$\epsilon = (\text{div } q = 0)$	0.05385 (0.05113)	0.05715 (0.05478)	0.07149 (0.06697)
$\epsilon = (\text{div } q \neq 0)$	0.04936 (0.04828)	0.05303 (0.05206)	0.06796 (0.06445)

Уменьшение температуры в ударном слое и величины отхода ударной волны приводит к значительному уменьшению радиационного теплового потока к лобовой поверхности обтекаемого тела. На фиг. 3 представлены распределения радиационного теплового потока по лобовой поверхности сферы с учетом (сплошные кривые, $\text{div } q \neq 0$) и без учета (штриховые кривые, $\text{div } q = 0$) влияния излучения в ударном слое



Фиг. 3

при $H = 31$ км, $V = 9.57$ км/сек (первый вариант) и при $H = 65$ км, $V = 10.5$ км/сек (второй вариант). Значения q отнесены к значению q_0 в критической точке, вычисленном при условии, что излучение не влияет на характеристики потока. Для первого варианта расчета это значение равно $0.568 \cdot 10^4$ ккал/м²сек, для второго — $0.177 \cdot 10^3$ ккал/м²сек.

В заключение следует отметить, что рассмотрение оптических толщин ударного слоя для излучения во всем рассмотренном диапазоне длин волн показывает, что применявшиеся ранее приближения «объемного высвечивания» или модель оптически серого газа не позволяют получить правильных количественных результатов при исследовании движения тела в воздухе с гиперзвуковой скоростью, хотя и являются полезными для качественного исследования и разработки

численных методов решения задачи.

Поступило 5 I 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Немчинов И. В., Топеха Л. П. Пограничный слой вблизи передней критической точки цилиндра при передаче тепла излучением. ПМТФ, 1960, № 4.
2. Goullard R. Preliminary Estimates of Radiative Transfer Effects on Detached Shock Layer. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 3.
3. Нейланд В. Я. Решение уравнения ламинарного пограничного слоя в окрестности критической точки при вдувании излучающего газа. Инж. ж., 1961, № 2.
4. Румынский А. Н. Пограничный слой в излучающих и поглощающих средах. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1960, № 2.
5. Вертушкин В. К. Обтекание сферы сверхзвуковым потоком воздуха с учетом равновесного излучения. Космические исследования, 1966, т. 4, вып. 1.
6. Фомин В. Н. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом излучения. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 4.
7. Thomas P. D. On the transparency assumption in hypersonic radiative gas dynamics. AIAA Journal, 1965, vol. 3, No. 8.
8. Боголепов В. В., Нейланд В. Я. Конвективный теплообмен в излучающем газе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 5.
9. Михайлов В. В. Приближенное аналитическое представление термодинамических функций воздуха. Изд-во АН СССР, Инж. сб., 1961, т. 31.
10. Allen R. Rose P., Samm J. Non-Equilibrium and Equilibrium Radiation of Super-Satellite Re-Entry Velocities. JAS Paper, 1963, № 63-77.
11. Olfe D. Radiation Perturbed Flow Fields of Normal and Oblique shock Waves. AIAA Preprint, 1964, № 64-69.
12. Гилинский С. М., Теленин Г. Ф., Тяняков Г. П. Метод расчета сверхзвукового обтекания затупленных тел с отходящей ударной волной. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1964, т. 9, № 4.
13. Пластинин Ю. А. Сечения поглощения электронных систем полос двухатомных молекул. В сб. «Исследования по физической газовой динамике», «Наука», 1966.
14. Пластинин Ю. А., Николаев В. Н., Баула Г. Излучательные и поглощательные свойства воздуха при высоких температурах ($T = 2000-20000^\circ \text{K}$). Докл. Всесоюз. конференции по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1966.