

Э. З. АПШТЕЙН, В. И. САХАРОВ, А. В. ШЕВРОШКИН

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ
НА МАЛЫХ ВЫСОТАХ С УЧЕТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

В работах авторов [1–3] рассматривалось сверхзвуковое невязкое обтекание излучающим воздухом тел различной формы и размеров на высотах $H \geq 40$ км при скоростях полета $7 \text{ мк/с} \leq V_\infty \leq 18 \text{ км/с}$ в атмосфере Земли. Было установлено, что распределение относительных лучистых тепловых потоков к поверхности затупленных тел слабо зависит при данной скорости движения V_∞ от высоты полета, размера и формы тела. При анализе этих данных было замечено, что уменьшение высоты полета до 40 км приводит к некоторому отклонению кривых относительных распределений от универсальных кривых. Увеличение размера тела усиливает этот эффект.

Настоящая работа посвящена изучению лучистого теплообмена при движении тел в атмосфере Земли в постановке [1, 3] на низких высотах, т. е. при больших плотностях газа и оптических толщинах в ударном слое. Эти факторы требуют применения усовершенствованных методик расчета.

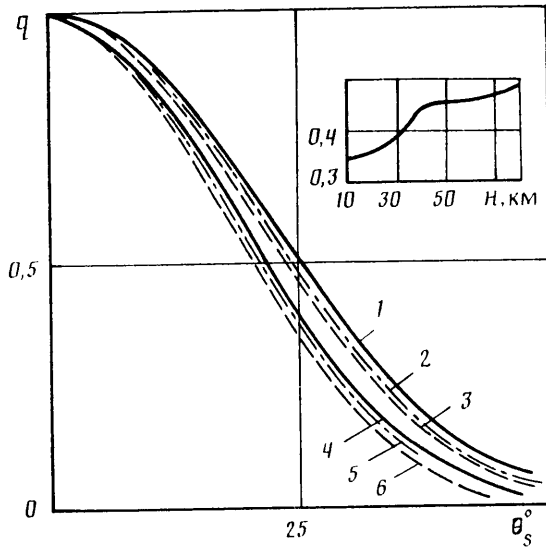
Так, в [1–3] использовались аналитические аппроксимации термодинамических функций воздуха из [4], диапазон применимости которых ограничен по температуре и давлению значениями $300 \text{ К} \leq T \leq 18\,000 \text{ К}$, $p \leq 10$ атм. При движении тел на высотах $H < 40$ км с указанными выше скоростями значения давления и температуры могут выходить за рамки применимости аппроксимаций [4]. Применение в данной работе процедуры расчета равновесного состава [5] дало возможность снять эти ограничения.

С другой стороны, увеличение плотности в ударном слое с уменьшением высоты полета приводит к возрастанию коэффициентов поглощения и увеличению оптической толщины ударного слоя. Расчет переноса излучения при больших оптических толщинах потребовал специального подхода. Вычисление интегралов, входящих в выражения для лучистого потока q_R и его дивергенции, с использованием газодинамической сетки приводит к большим погрешностям, так как шаг интегрирования имеет слишком большую оптическую толщину τ_v . Поэтому при больших оптических толщинах (крупные тела, низкие высоты) расчет излучения в данной точке ударного слоя осуществлялся на более мелкой сетке, в узлах которой значения газодинамических функций определялись интерполяцией. При этом около каждой точки газодинамической сетки рассматривалась область ударного слоя с $\tau_v = 10\text{--}14$ по всем частотам, так как более далекие слои нагретого газа практически не дают вклада в лучистый поток и его дивергенцию.

Проведенные многочисленные расчеты (в диапазоне высот $0 \text{ км} < H < 40$ км, скоростей полета $12 \text{ км/с} \leq V_\infty \leq 15 \text{ км/с}$, при широком варьировании размеров тела и, следовательно, оптической толщины ударного слоя от $\tau_{v_s} \leq 1$ до $\tau_{v_s} \gg 1$) показали, что на малых высотах наблюдаются существенные особенности в поведении лучистых тепловых потоков к поверхности обтекаемых тел.

Рассмотрим сначала распределение относительных лучистых тепловых потоков $q(\theta_s)$ по поверхности сфер таких малых размеров, при которых отсутствует влияние излучения на газодинамические параметры ударного слоя, а оптическая толщина его $\tau_{v_s} \ll 1$. На фиг. 1 даны такие относительные распределения для скорости полета $V_\infty = 12 \text{ км/с}$ и высот $H = 80, 65, 40, 30, 20, 10$ км (кривые 1–6 соответственно). С уменьшением высоты полета кривые относительных потоков смещаются вниз, причем особенно заметное смещение наблюдается для высот $H \sim 40$ км. Расслоение же кривых 4–6 для $H = 30, 20, 10$ км мало. Отклонение кривых 1–3 друг от друга ($H = 80, 65, 40$ км) тоже мало, что было установлено и объяснено ранее в [1]. Смещение распределений $q(\theta_s)$ при уменьшении H вызвано тем, что при движении на малых высотах давление в ударном слое больше, следовательно, степень ионизации меньше, а температура газа на критической линии выше. Как показывают расчеты, при малых H температура по обводу падает на большую величину. В соответствии с этим и лучистый поток изменяется на большую величину. Нарастание же толщины ударного слоя по обводу тела происходит на всех высотах практически одинаково. Это и приводит к занижению кривых относительных лучистых тепловых потоков для малых высот ($H \leq 30$ км) по сравнению с кривыми для $H \geq 60$ км. Распределение $q_w = q_w(H)$ для $\theta_s = 25^\circ$ представлено на фиг. 1 в верхнем углу.

При обтекании на малых высотах форма рассмотренных тел также не влияет на распределение $q(\theta_s)$, как и на больших высотах [1–3]. На фиг. 2 представлены



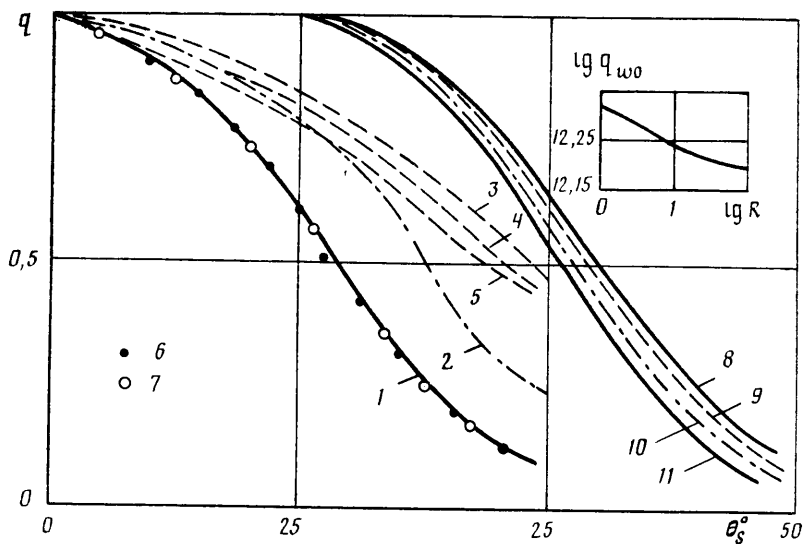
Фиг. 1

результаты для эллипсоидов вращения с разным отношением полуосей на высоте $H=10$ км (точками 6, 7 обозначены данные для $a=b=0,8$, $c=1$ и $a=b=0,7$, $c=1$ соответственно) и для сферы (кривая 1).

Кривые распределения относительных лучистых тепловых потоков $q(\theta_s)$ слабо расслаиваются для разных вариантов при $H=40-80$ км и тел, размером меньше ~ 10 м [1-3]. На малых высотах $H < 40$ км происходит сильное расслоение кривых $q(\theta_s)$ при изменении размеров тела. Так, на фиг. 2 даны распределения $q(\theta_s)$ при обтекании сфер с размерами $R=0,01; 0,1; 0,5; 0,75; 1$ м (кривые 1-5 соответственно) на высоте $H=10$ км при $V_\infty=12$ км/с. Такой же характер имеют распределения на низких высотах и при других скоростях, при этом меняются значения R , при которых кривая $q(\theta_s)$ выходит на предельный уровень и затем смещается вниз. Так, при $V_\infty=15$ км/с смещение вниз происходит, начиная с $R \sim 0,2$ м. Такое расслоение кривых объясняется следующими обстоятельствами. В каждом частотном интервале поток к телу поступает в основном из области течения с оптической толщиной τ_v^* порядка нескольких единиц. Для тел малых размеров эта область как на критической линии, так и ниже по течению захватывает не только остывшую пристеночную, но и горячую часть ударного слоя. При больших размерах тела пристенная холодная часть имеет на критической линии большую толщину с меньшим градиентом температуры, чем ниже по течению. Поэтому область τ_v^* , дающая вклад в поток, на критической линии захватывает лишь холодную часть ударного слоя, а ниже по обводу — и горячую. Это приводит к смещению вверх кривой относительных потоков с ростом размера тела. При дальнейшем увеличении размеров тела холодная область ударного слоя в сечениях дальше от критической линии становится больше и кривая относительного лучистого теплового потока смещается вниз.

Установлен следующий существенный факт: расслоение кривых $q(\theta_s)$ по размерам становится значительным, если сохраняется параметр бинарного подобия $\rho_\infty R$. На фиг. 2 даны распределения $q(\theta_s)$ при обтекании сферы со скоростью $V_\infty=12$ км/с для высот от 0 до 30 км при сохранении $\rho_\infty R$. Кривые 8-11 соответствуют высотам $H=0, 10, 20, 30$ км и $\rho_\infty R=4 \cdot 10^{-3}$ кг/м². Для высот $H > 40$ км при $\rho_\infty R = \text{const}$ расслоение исчезает и распределение $q(\theta_s)$ близко к кривой 11 (ср. эти данные с кривыми 1-5).

На фиг. 2 (в верхнем углу) даны абсолютные лучистые тепловые потоки в критическую точку сферы или любого затупленного тела в зависимости от радиуса кривизны R при $H=10$ км, $V_\infty=12$ км/с. Из графика видно, что уже при $R \geq 1$ см тепловой поток в критическую точку убывает с увеличением размера, а затем при $R \sim 1$ м выходит на константу. Для $H=65$ км, $V_\infty=12$ км/с максимум теплового потока в критическую точку достигается при $R > 10^3$ м.



Фиг. 2

Приведенные исследования позволили установить границы применимости приведенных в [1–3] аппроксимационных зависимостей для относительных лучистых тепловых потоков и выявили некоторые новые закономерности при движении на низких высотах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Апштейн Э. З., Варганян Н. В., Сахаров В. И. О распределении лучистых тепловых потоков по поверхности пространственных и осесимметричных тел при сверхзвуковом обтекании их идеальным газом // Изв. АН СССР, МЖГ. 1986. № 1. С. 92–97.
2. Апштейн Э. З., Варганян Н. В., Сахаров В. И. Радиационный нагрев пространственных тел, обтекаемых вязким сверхзвуковым потоком воздуха // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 4. С. 183–187.
3. Апштейн Э. З., Варганян Н. В., Сахаров В. И., Турский Г. А. Радиационные тепловые потоки при сверхзвуковом обтекании пространственных тел вязким газом // Докл. АН СССР. 1986. Т. 286. № 3. С. 579–582.
4. Синченко С. Г. Аппроксимация термодинамических функций воздуха // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1968. Т. 8. № 4. С. 917–922.
5. Ковалев В. Л., Суслов О. Н. Многокомпонентный неравновесный вязкий ударный слой на каталитической поверхности // Гиперзвуковые течения при обтекании тел и в следах. М.: Изд-во МГУ, 1983. С. 44–62.

Москва

Поступила в редакцию
28.XI.1988