

УДК 533.6.011.5:536.3

**О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧИСТЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ
ПО ПОВЕРХНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ
И ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ТЕЛ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ
ОБТЕКАНИИ ИХ ИДЕАЛЬНЫМ ГАЗОМ**

АПШТЕЙН Э. З., ВАРТАНЯН Н. В., САХАРОВ В. И.

Расчетам обтекания тел сверхзвуковым потоком излучающего газа посвящено значительное количество работ (см. библиографию в [1, 2]). Почти во всех работах исследуются плоские и осесимметричные течения газа. Пространственные же течения изучены пока мало. Обтекание пространственных тел воздухом рассмотрено в [3], где основное внимание обращено на изучение точности моделирования реального излучающего объема широко применяемым приближением плоского слоя. В [4] в гиперзвуковом приближении исследовано обтекание пространственных тел водородогелиевой смесью в окрестности критической точки и в двух плоскостях симметрии с учетом экранировки излучения парами разрушающегося материала.

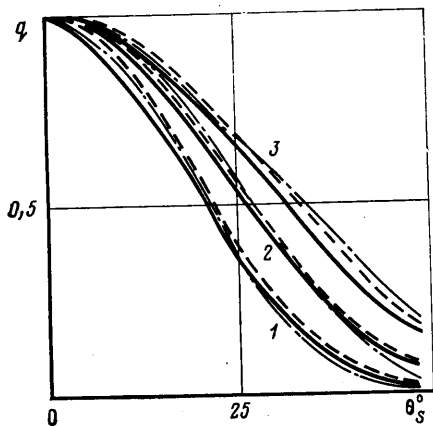
1. Рассматривалось пространственное сверхзвуковое течение невязкого нетеплопроводного газа в сжатом ударном слое около затупленного тела с учетом переноса энергии излучением и равновесных химических реакций. Для решения системы нестационарных уравнений радиационной газовой динамики, записанных в дивергентной форме, применялся метод установления с использованием явной конечно-разностной схемы второго порядка точности Мак-Кормака. Головная ударная волна являлась одной из границ области интегрирования. На ней выставлялись условия Ренкина — Гюгонно, на поверхности тела — условие непротекания. Алгоритм численного интегрирования и удовлетворения граничным условиям приведен в [5]. Использовалась зависимость между энтальпией, давлением и плотностью воздуха в квазисовершенной форме в виде [6].

Расчет лучистого потока и его дивергенции проводился в приближении одномерного плоского слоя. Отражение от поверхности и собственное излучение тела не учитывались. Рассматривались ступенчатые модели коэффициента поглощения воздуха. Выражения для лучистого потока q_r и его дивергенции Q_r даны в [1].

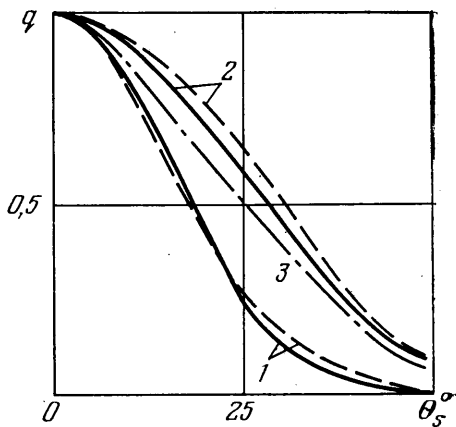
Коэффициенты поглощения в массовых расчетах вычислялись по восьмиступенчатой модели [7]. Для сравнения некоторое количество вариантов рассчитывалось по двухступенчатым моделям [8, 9]. Интегрирование системы уравнений радиационной газовой динамики производилось при заданном распределении величины Q_r , которая пересчитывалась через определенное число временных шагов. Расчет температуры и состава газа проводился по методу [10].

Были проведены расчеты сверхзвукового обтекания излучающим воздухом широкого класса осесимметричных и пространственных тел в диапазоне размеров 0,01–20 м, скоростей от 10 до 18 км/с на высотах 40–80 км.

2. Остановимся сначала на результатах расчетов обтекания сфер. Из численных расчетов было установлено [11], что распределение относительных лучистых тепловых потоков по поверхности сферы не зависит



Фиг. 1



Фиг. 2

от ее размера и может быть аппроксимировано $\cos^n(\theta_w)$, где θ_w — угол между нормалью к телу и набегающим потоком, а показатель n зависит от скорости движения тела V_∞ . При этом рассматривались размеры 0,1–4 м, $V_\infty=14$ км/с, $p_\infty=10^{-4}$ атм, $T_\infty=300$ К. С целью выяснения универсальности распределения относительных лучистых тепловых потоков $q=q_w/q_{w0}$ (q_{w0} , q_w — потоки в критическую и рассматриваемую точки тела соответственно) расчеты проводились в широком диапазоне параметров.

При малых радиусах и больших высотах числа Re набегающего потока становятся малыми, и модель вязкого газа неадекватно описывает физическую реальность. Тем не менее при этих числах Re задача решалась в вязкой постановке для выяснения причин универсальности в распределении q и границ, при которых эта универсальность наблюдается.

На фиг. 1 представлены распределения $q(\theta_s)$, где θ_s — угол между нормалью к головной ударной волне в соответствующем сечении ударного слоя и направлением движения тела для различных скоростей и размеров на высоте $H=65$ км. Цифры 1–3 соответствуют скоростям $V_\infty=11, 13, 18$ км/с; сплошными, штриховыми и штрихпунктирными линиями обозначены кривые для сфер радиусом $R=0,01; 1$ и 20 м. Видно, что на этой высоте изменение размеров в 2000 раз приводит лишь к незначительному изменению зависимости $q(\theta_s)$. При этом для $V_\infty \leq 15$ км/с оно практически отсутствует, а при $V_\infty > 15$ км/с составляет несколько процентов.

На фиг. 2 показано влияние высоты полета на распределение $q(\theta_s)$ для $R=1$ м и скоростей движения $V_\infty=10$ и 14 км/с (кривые 1, 2). Данные для высот $H=65$ и 80 км неразличимы на графике и представлены сплошными кривыми. Штриховые линии относятся к $H=40$ км. На высоте 40 км при $V_\infty=10$ км/с распределение $q(\theta_s)$ дает несколько завышенные значения потоков, однако лишь на удалении от критической точки, где сами потоки малы. При скорости $V_\infty=14$ км/с для $H=40$ км, кривая $q(\theta_s)$ идет на 15–20% выше, чем для $H=65$ и 80 км.

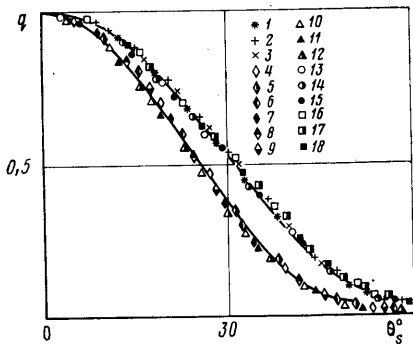
При малых размерах тел ($R < 0,1$ м) расслоение невелико (в пределах нескольких процентов), но имеет другой характер: $q(\theta_s)$ для $H=40$ км расположена ниже, чем для $H=65$ и 80 км, которые по-прежнему совпадают. При малых размерах влияние излучения на газодинамические параметры течения (в том числе и на температуру) отсутствует. Поэтому различие в распределениях $q(\theta_s)$ на $H=40; 65$ и 80 км может быть объяснено влиянием равновесных химических процессов, по-разному протекающих при изменении давления. Различие в химическом составе газа приводит к изменению температуры и отхода головной ударной волны, что в конечном итоге отражается на значениях лучистых тепловых потоков к телу.

3. Следующая серия расчетов была посвящена изучению осесимметричных течений излучающего газа около эллипсоидов и гиперboloидов вращения, а также тел степенной формы с уравнением $y = Az^\alpha$ ($0 < \alpha < 0,5$), имеющих бесконечный радиус кривизны в критической точке. Эллипсоиды вращения имели полуоси $a/c = b/c = 0,6 \div 1$, где a и b лежат в плоскости, перпендикулярной скорости набегающего потока, c — вдоль оси z , направленной вдоль потока. Гиперboloид задавался уравнением $y = (2z + 0,5z^2)^{1/2}$.

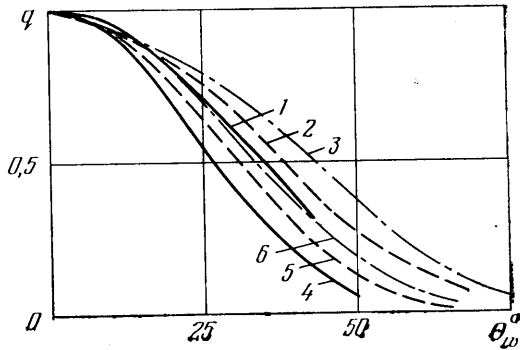
На фиг. 2 (кривая 3) для $H = 65$ км, $V_\infty = 15$ км/с приведено распределение относительных лучистых тепловых потоков для степенных тел с характерным размером 1 м ($A = 1 \text{ м}^{1-\alpha}$). Расчеты проведены для $\alpha = 0,05; 0,1; 0,2; 0,3$. Распределения $q(\theta_s)$ для разных α близки друг к другу, хотя отличаются от универсальной зависимости для тел с конечным радиусом кривизны. Провал в относительном распределении по сравнению с телами с конечным радиусом кривизны в критической точке происходит по двум причинам. Во-первых, при одинаковых отходах скачка на критической линии толщина ударного слоя у степенного тела падает по обводу, в то время как у тела с конечным радиусом кривизны (например, сферы) она растет. Во-вторых, так как радиус кривизны ударной волны около такого степенного тела гораздо больше, чем около сферы, то градиент давления, который определяется в основном радиусом кривизны ударной волны, меньше, чем на сфере. В силу этого время пребывания частицы газа в окрестности критической точки степенного тела больше и высвечивание энергии происходит более полно. Обе причины приводят к более сильному спаду в распределении $q(\theta_s)$ для степенных тел с бесконечным радиусом кривизны в критической точке. Отметим, что попытка построить распределение относительных тепловых потоков от угла наклона тела θ_w приводит к очень сильному расслоению кривых для разных α .

На фиг. 3 представлена зависимость $q(\theta_s)$ для сферы с $R = 1$ м (сплошная кривая), двух эллипсоидов вращения (точки 1 соответствуют $a = b = 0,894$ м, 2 — $a = b = 0,727$ м, $c = 1$ м) и гиперboloида с теми же характерными размерами (точки 3) при обтекании на высоте $H = 65$ км со скоростью $V_\infty = 15$ км/с. Все расчетные точки ложатся на одну и ту же универсальную кривую. Многочисленные расчеты показали, что на других высотах и скоростях полета эта зависимость в классе рассмотренных тел имеет также универсальный характер, одинаковый для разных высот, соотношений полуосей эллипсоидов и размеров тел. Отметим, что для осесимметричных течений функция $\theta_s(\theta_w)$, где θ_w — угол наклона поверхности тела в соответствующей точке, не зависит от H , V_∞ , формы и размеров тел. Поэтому зависимость $q(\theta_w)$ может быть использована наряду с $q(\theta_s)$.

4. Дальнейшие исследования были направлены на выяснение вопроса, сохраняется ли универсальность в распределении относительных тепловых потоков для пространственного обтекания тел. На фиг. 3 приведены зависимости $q(\theta_s)$ для нескольких трехосных эллипсоидов, обтекаемых под нулевым углом атаки. Даны относительные тепловые потоки для точек тел, лежащих в трех различных плоскостях, проходящих через ось эллипсоида, направленную навстречу набегающему потоку. Цифры 4–12 соответствуют расчетам при $V_\infty = 12$ км/с, $H = 65$ км, а цифры 13–18 — при $V_\infty = 15$ км/с, $H = 80$ км. Из каждой тройки приведенных ниже цифр первая и последняя соответствуют точкам тела, лежащим в двух плоскостях симметрии, а средняя — точкам поверхности тела, лежащим в бисекторной плоскости. Цифрами 4, 5, 6 и 13, 14, 15 обозначены данные для эллипсоида с полуосями $a = 0,727$ м; $b = 1,1$ м; $c = 1$ м; цифрами 7, 8, 9 и 10, 11, 12 — для эллипсоида с $a = 0,8$ м; $b = c = 1$ м; цифрами 16, 17, 18 — для эллипсоида с $a = 0,667$ м; $b = 1,2$ м; $c = 1$ м. Цифрами 10, 11, 12 обозначены данные, полученные в предположении адиабатичности течения и объемного высвечивания. Как и раньше, полуоси a и b лежат в плоскости, перпендикулярной скорости набегающего потока газа, полуось c направ-



Фиг. 3



Фиг. 4

лена навстречу потоку. Две сплошные линии — зависимости $q(\theta_s)$ для сферы с $R=1$ м на высоте $H=80$ км. Верхняя кривая соответствует $V_\infty=15$ км/с, нижняя — $V_\infty=12$ км/с.

Многочисленные результаты проведенного численного эксперимента, часть которых представлена в данной работе, позволяет сделать вывод о том, что при фиксированной скорости движения V_∞ распределение относительных лучистых тепловых потоков $q(\theta_s)$ по поверхности пространственных и осесимметричных тел почти не зависит от высоты полета, размеров и формы тел. Подчеркнем, что для пространственных тел такое согласованное поведение кривых $q(\theta)$ будет лишь в том случае, когда в качестве аргумента использован наклон ударной волны θ_s . Если же зависимость относительного теплового потока рассматривается от локального угла наклона поверхности тела θ_w , то такой универсальности не наблюдается. Иллюстрацией этого являются графики $q(\theta_w)$, показанные на фиг. 4 для эллипсоида с полуосями $a=0,667$ м, $b=1,2$ м, $c=1$ м, движущегося на высоте $H=80$ км со скоростью $V_\infty=15$ км/с (кривые 1–3) и для эллипсоида с $a=0,727$ м, $b=1,1$ м, $c=1$ м на высоте $H=65$ км при $V_\infty=12$ км/с (кривые 4–6). Данные 1, 3 и 4, 6 соответствуют точкам поверхности тела, лежащим в плоскостях симметрии эллипсоидов, а 2 и 5 — в бисекторных плоскостях.

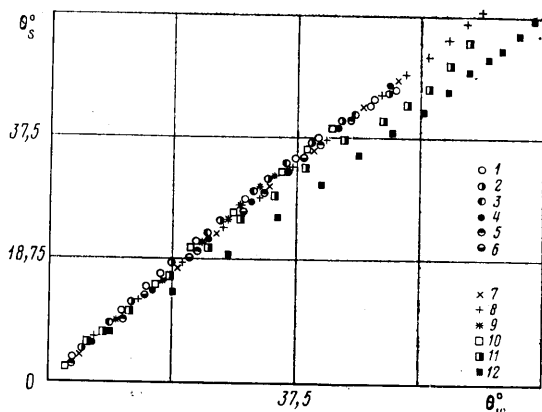
Расслоение кривых $q(\theta_w)$ связано с тем, что течение в ударном слое (в частности, его размеры, наклон скачка, температуры и т. д.) определяются не только локальным углом θ_w , а зависит еще и от интенсивности поперечных меридиональных течений. В величине же угла наклона ударной волны θ_s интегральным образом проявляется пространственный характер течения и однозначной зависимости $\theta_s(\theta_w)$ не наблюдается по всей поверхности пространственного эллипсоида.

На фиг. 5 показана зависимость $\theta_s(\theta_w)$ для осесимметричного и пространственного обтекания тел. Цифры 1–3 соответствуют обтеканию сферы радиусом $R=1$ м на высоте $H=65$ км со скоростями $V_\infty=10, 15, 18$ км/с соответственно. Цифрами 4–6 обозначены данные для сфер при $H=65$ км, $V_\infty=13$ км/с, $R=0,01; 1; 20$ м соответственно. Точками 7–8 — данные для двух эллипсоидов вращения $a=b=0,6$ м, $c=1$ м, $V_\infty=12$ км/с, $H=65$ км и $a=b=0,727$ м, $c=1$ м, $V_\infty=15$ км/с, $H=65$ км. Точки 9 — данные для гиперboloида при $V=15$ км/с, $H=65$ км. Цифры 10–12 соответствуют трехосному эллипсоиду $a=0,667$ м, $b=1$ м, $c=1$ м, $V_\infty=15$ км/с, $H=80$ км. Для всех осесимметричных течений существует единая кривая $\theta_s(\theta_w)$, не зависящая от V_∞, H , формы тела и степени неадиабатичности течения (разные размеры). В то же время для пространственного случая единой зависимости не наблюдается.

Для выяснения зависимости распределения лучистых тепловых потоков от используемой модели коэффициента поглощения часть вариантов повторно рассчитывалась с использованием двухступенчатой модели [8]. Было установлено, что вид распределения при этом мало меняется. От-

дельные расчеты с двухступенчатой моделью [9] также дали близкие результаты.

5. Полученные выше данные позволяют предложить упрощенную методику определения лучистых потоков к лобовой части пространственных тел. Как показали расчеты, наклон головного скачка уплотнения в соответствующем сечении ударного слоя практически одинаков в адиабатическом течении и при учете радиационного охлаждения. Он не зависит от высоты и скорости полета в изучавшемся диапазоне. Поэтому, зная форму головной ударной волны из решения задачи без учета радиации (на какой-либо высоте и скорости) и значение лучистого теплового потока в критическую точку q_{w0} для рассматриваемых значений V_∞ и H , с по-



Фиг. 5

мощью универсального распределения $q(\theta_s)$ можно вычислить лучистые тепловые потоки в любую точку пространственного тела.

Интегральные по поверхности пространственных эллипсоидов лучистые тепловые потоки в соответствии с «правилом площадей» [12] мало отличаются от потоков для осесимметричных эллипсоидов с таким же распределением площадей сечений, перпендикулярных вектору скорости набегающего потока. Так, при отношении полуосей $b/a=2$ разница в интегральных потоках составляла 3%.

Поскольку для осесимметричных течений функция $\theta_s(\theta_w)$ однозначна, можно пользоваться универсальной зависимостью $q(\theta_w)$ вместо $q(\theta_s)$. Это позволяет, зная q_{w0} , находить лучистые тепловые потоки в каждую точку, осесимметричных тел, а также в силу «правила площадей» определять интегральные по поверхности пространственных тел лучистые потоки без решения сложной системы уравнений.

По результатам проведенного численного эксперимента для $10 \text{ км/с} \leq V_\infty \leq 18 \text{ км/с}$ можно предложить следующую аппроксимационную формулу для вычисления относительных лучистых тепловых потоков к поверхности тел при осесимметричном и пространственном обтекании

$$q(\theta_s) = \frac{q_w(\theta_s)}{q_{w0}} = \cos^n \theta_s, \quad n = \frac{1}{0,051V_\infty - 0,43} + 1,811$$

Здесь V_∞ — скорость движения тела в км/с.

Для осесимметричных течений в соответствии с [13] можно воспользоваться приближенной зависимостью

$$\theta_s = \theta_w - \arctg [0,164 \sin \theta_w / (\sqrt{1 - 0,698 \sin^2 \theta_w} + \cos \theta_w)]$$

Для углов $\theta_w \leq \pi/3$ можно применять более простую формулу, хорошо согласующуюся с данными на фиг. 5

$$\theta_s = 0,918\theta_w - 7,5 \cdot 10^{-3} \theta_w^3$$

Авторы благодарят В. В. Лунева за полезные замечания и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пиллюгин Н. Н., Тирский Г. А. Основы динамики излучающего газа. М.: Изд-во МГУ, 1979. 147 с.
2. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
3. Костузык А. А., Румынский А. Н. Лучистый теплообмен в ударном слое при пространственном обтекании затупленных тел. — Журн. вычисл. математики и мат. физики, 1984, т. 24, № 3, с. 435–441.
4. Гершбейн Э. А., Гольдин В. Д., Тирский Г. А., Чуппин В. М. О расчете пространственного обтекания затупленных тел с интенсивно испаряющейся поверхностью гиперзвуковым потоком селективно излучающего газа. — В кн.: Численные методы механики сплошных сред. Новосибирск, 1982, т. 13, № 1, с. 56–66.
5. Сахаров В. И., Тирский Г. А. Расчет сверхзвукового обтекания затуплений методом установления по времени. — В кн.: Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ, 1981, с. 93–105.
6. Синченко С. Г. Аппроксимация термодинамических функций воздуха. — Журн. вычисл. математики и мат. физики, 1968, т. 8, № 4, с. 917–922.
7. Олстед. Обтекание гладких симметричных тел потоком с селективным излучением. — Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 1, с. 147–158.
8. Андерсон. Тепловой поток от сжатого слоя вязкого излучающего несерого газа. — Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 8, с. 169–172.
9. Брыкин М. В. Приближенная методика расчета распределения радиационных потоков по поверхности затупленных тел при гиперзвуковом обтекании. — Теплофиз. высоких температур, 1980, т. 18, № 3, с. 562–566.
10. Суслов О. Н. Многокомпонентная диффузия и теплообмен при обтекании тела химически равновесным ионизованным газом. — ПМТФ, 1972, № 3, с. 53–59.
11. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 1, с. 154–160.
12. Аппштейн Э. З., Колотилова Н. Г. Правило площадей для интегральных величин. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1981, № 4, с. 157–159.
13. Тирский Г. А. К теории гиперзвукового обтекания плоских и осесимметричных затупленных тел вязким химически реагирующим многокомпонентным потоком газа при наличии вдува. — Науч. тр. Ин-та мех. МГУ, 1975, № 39, с. 5–38.

Москва

Поступила в редакцию
18.II.1985