

ВЛИЯНИЕ ЧИСЕЛ МАХА И РЕЙНОЛЬДСА НА ТЕПЛООБМЕН НА ПОДВЕТРЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУКОНУСА ПРИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

М. М. АРДАШЕВА, В. Я. БОРОВОЙ, П. И. ГОРЕНБУХ,
М. В. РЫЖКОВА

(Москва)

Приведены результаты исследования теплообмена на плоской поверхности затупленного полуконуса, обтекаемого под нулевым углом атаки потоком гелия при больших числах Маха (до 23.5). Проведена корреляция экспериментальных данных, полученных в широком диапазоне чисел Маха ($M_\infty = 3-23.5$) и Рейнольдса ($Re_{\infty} = 10^4-3.5 \cdot 10^5$, a — радиус затупления).

Затупленный полуконус можно рассматривать как схематизированный несущий корпус гиперзвукового летательного аппарата. В работах [1-3] было показано, что на подветренной поверхности полуконуса образуются две узкие продольные зоны интенсивного теплообмена. Усиление теплообмена в этих зонах связано с отрывом потока и утоньшением пограничного слоя вблизи линий присоединения из-за поперечного течения газа. Тепловой поток на подветренной поверхности полуконуса достигает максимального значения приблизительно при том же угле атаки, при котором достигает максимального значения его аэродинамическое качество. Если подветренной стороной является плоская поверхность, то это происходит при $\alpha \approx 0$, если же подветренной является выпуклая поверхность, то при $\alpha \approx \theta$, где угол атаки α отсчитывается от плоской поверхности, а θ — угол полураствора.

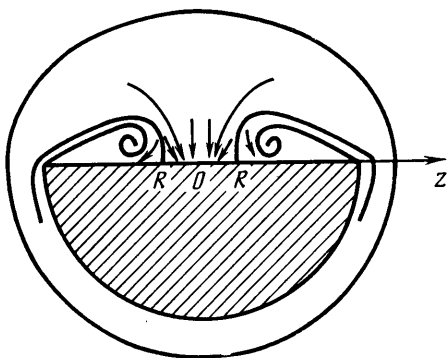
Локальная интенсификация теплообмена на подветренной поверхности происходит и на других несущих телах: на крыльях треугольной и прямоугольной форм в плане [4-7], на телах, представляющих собой комбинацию полуконуса с расположенным за ним полуцилиндром [8], на моделях орбитального самолета [9].

В [2, 3, 5] было показано, что усиление теплообмена на подветренной поверхности полуконуса происходит лишь при достаточно больших значениях числа Рейнольдса, превышающих некоторое критическое значение Re . Эти результаты были получены при сравнительно небольших значениях числа Маха (до $M_\infty = 6$). В данной работе показано, что при больших числах M_∞ , характерных для спускаемого с орбиты летательного аппарата, и достаточно больших числах Рейнольдса на верхней поверхности полуконуса также образуются зоны усиленного теплообмена.

1. В аэродинамических трубах, в которых в качестве рабочей среды используется воздух, трудно получить одновременно большие значения чисел Рейнольдса и Маха, так как для этого в форкамере трубы необходимо создать очень высокое давление. При постоянном давлении в форкамере и постоянной статической температуре в рабочей части, которая не должна быть ниже температуры конденсации, число Рейнольдса уменьшается с ростом числа Маха: $Re_\infty \sim M_\infty^{-6}$. При применении гелия из-за

низкой температуры конденсации отпадает необходимость в подогреве для широкого диапазона значений чисел M_∞ . При постоянных величинах давления и температуры в форкамере в случае гелия $Re_\infty \sim M_\infty^{-2}$. Таким образом, в случае применения гелия число Рейнольдса падает с ростом числа Маха гораздо медленнее, чем в случае применения воздуха. Однако остается нерешенным вопрос о возможности перенесения результатов, полученных в гелии, на условия полета в воздухе.

Опыты проводились в двух гелиевых аэродинамических трубах с коническими соплами. В малой гелиевой трубе газ не подогревался. В этой

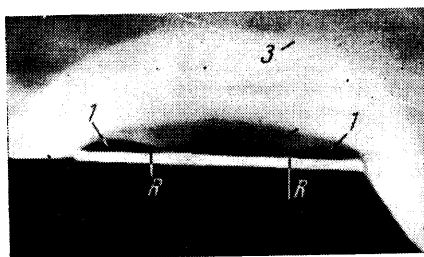


Фиг. 1

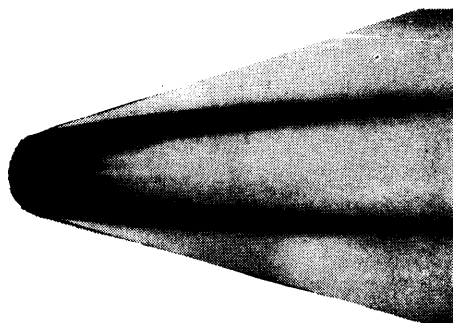
трубе проводилась визуализация течения при числах $M_\infty = 12$ и 17.5 и измерялось давление торможения p_0' вблизи модели с помощью насадков полного напора. Исследование теплообмена проводилось при числах $M_\infty = 17$ и 23.5 в большой трубе с подогревом гелия в форкамере до температуры $T_0 = 600-773^\circ \text{K}$. Обе трубы работают по импульсной схеме. Расчетное течение в рабочей части устанавливается приблизительно за 0.01 сек . Продолжительность опыта $1-2 \text{ сек}$.

Модели имели форму затупленного полуконуса с углами полураствора

$\theta = 15$ и 24.5° . Изменение числа Рейнольдса достигалось как путем изменения давления в форкамере трубы p_0 , так и путем изменения размеров модели. Число Рейнольдса $Re_{\infty a}$, рассчитанное по параметрам невозмущенного потока, изменялось при числе $M_\infty = 17$ от 10^4 до $2 \cdot 10^5$, а при числе $M_\infty = 23.5$ — от $4.6 \cdot 10^4$ до $6.4 \cdot 10^4$. В данной работе использованы также результаты исследований теплообмена на полуконусе в потоке воздуха при числах Маха от 3 до 8 и числах $Re_{\infty a}$ от 10^4 до $3.5 \cdot 10^5$.



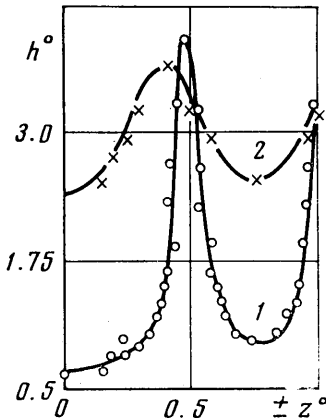
Фиг. 2



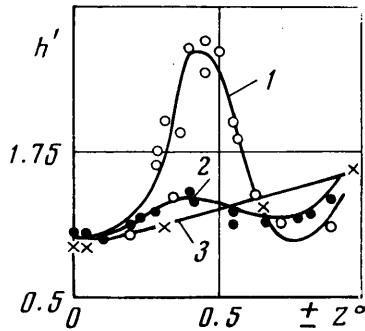
Фиг. 3

Для измерения коэффициента теплоотдачи использовался метод термоиндикаторных покрытий. Применялись плавящиеся термоиндикаторы с критическими температурами $t_k = 40, 65^\circ \text{C}$ и плавящиеся жидкокристаллические композиции с низким значением критической температуры t_k (от 29 до 45°C). Жидкие кристаллы наносятся очень тонким слоем (порядка $1-2 \text{ мкм}$) на поверхность модели, что особенно важно при проведении опытов малой продолжительности.

2. При больших числах Маха ($M_\infty=12-23.5$), так же как и при меньших числах Маха, под действием перепада давлений газ перетекает с выпуклой поверхности полуконуса на плоскую. Поперечный поток встречается с продольным потоком, прошедшим над затуплением. Происходит торможение газа, перетекающего на верхнюю поверхность, которое приводит к отрыву пограничного слоя вблизи боковых кромок (фиг. 1). Присоединение его происходит на продольных линиях, расположенных между кромкой и линией симметрии. Здесь образуются линии растекания R .



Фиг. 4



Фиг. 5

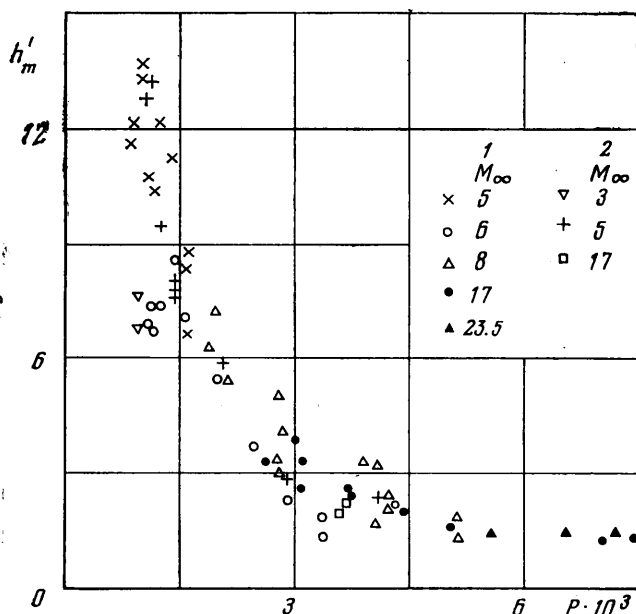
Измерения, проведенные с помощью насадков полного напора, показали, что между ударной волной и плоской поверхностью полуконуса есть два резких падения давления торможения p_0' : на границе высокоэнтропийного слоя, образовавшегося при обтекании затупления, и на границе вязкого слоя (области отрыва). На основании измерения поля давления торможения p_0' были приближенно определены границы высокоэнтропийного слоя и области отрыва. Границы высокоэнтропийного слоя и области отрыва при меньшем числе $M_\infty=5$ наблюдались также методом лазерного ножа [10] (фиг. 2, поперечное сечение $x/a \approx 6$, 1 — зона отрыва, 2 — граница высокоэнтропийного слоя, 3 — ударная волна). Вблизи линий растекания R вязкий слой имеет минимальную толщину. Это является основной причиной увеличения трения и теплового потока.

3. При нулевом угле атаки толщина зоны отрыва по порядку величины близка к толщине пограничного слоя у линии симметрии (в зоне присоединенного течения), и течение носит характер вторичного течения в пограничном слое. При больших углах атаки образуется развитая зона отрыва, толщина которой существенно превышает толщину пограничного слоя при безотрывном обтекании.

При больших числах Маха на верхней поверхности полуконуса за затуплением также образуются продольные зоны интенсивного теплообмена. Они располагаются вблизи линий растекания. Коэффициент теплоотдачи в этих зонах больше, чем у кромок и у линии симметрии. На фиг. 3 приведена фотография плоской поверхности полуконуса, полученная через 0.9 сек после начала опыта при $M_\infty=17$ и $Re_\infty=2 \cdot 10^5$. Темные области на фотографии — это зоны интенсивной теплоотдачи, где произошло плавление термоиндикатора.

С увеличением числа Маха при приблизительно постоянном числе Рейнольдса пики теплового потока «сглаживаются». На фиг. 4 показано рас-

пределение относительного коэффициента теплоотдачи h° на плоской поверхности полуконуса в поперечном сечении, удаленном от вершины на расстояние $x^\circ = x/a \approx 6$, при $Re_{\infty} = 5 \cdot 10^4$ и $M_\infty = 6$ (кривая 1) и 23.5 (кривая 2). Местные значения коэффициента теплоотдачи h отнесены к значению коэффициента h_∞ , рассчитанному для пластины при ламинарном пограничном слое без учета вязкого взаимодействия, т. е. $h^\circ = h/h_\infty$, $z^\circ = z/r$ — относительная поперечная координата, r — местный радиус полуконуса.



Фиг. 6

Сглаживание происходит в значительной степени за счет увеличения коэффициента теплоотдачи вблизи линии симметрии, т. е. в зоне присоединенного течения. С увеличением числа Маха возрастает давление в зоне присоединенного течения из-за взаимодействия пограничного слоя с гиперзвуковым невязким потоком, что приводит к увеличению теплового потока. Для выявления влияния отрыва потока на теплообмен значение коэффициента теплоотдачи h на последующих фигурах отнесено к значению коэффициента теплоотдачи, измеренному на линии симметрии h_c в этом же поперечном сечении: $h' = h/h_c$.

Зоны интенсивного теплообмена образуются лишь при больших значениях числа Рейнольдса. Влияние числа Re_{∞} на поперечное распределение коэффициента теплоотдачи хорошо видно на фиг. 5 ($M_\infty = 17$; 1 — $Re_{\infty} = 9.5 \cdot 10^4$, 2 — $Re_{\infty} = 2.5 \cdot 10^4$, 3 — $Re_{\infty} = 10^4$). С ростом числа Маха увеличивается число Re_{∞} , при котором исчезают пики теплового потока.

В данной работе результаты измерения коэффициента теплоотдачи приведены лишь для одного поперечного сечения $x^\circ \approx 6$. Измерения показали, что относительная величина максимального коэффициента теплоотдачи h'_m слабо изменяется по длине полуконуса (вдоль оси x). Этот результат является следствием того, что ширина и высота зоны отрыва изменяются приблизительно пропорционально длине x , т. е. зоны отрыва имеют коническую форму.

4. Для корреляции результатов измерений относительной величины максимального коэффициента теплоотдачи h_m' оценим влияние чисел Маха и Рейнольдса на перепад давлений на нижней и верхней поверхностях полуконуса при нулевом угле атаки.

На выпуклой (нижней) поверхности при малой толщине пограничного слоя по сравнению с толщиной тела давление p_- практически не зависит от числа Рейнольдса и при гиперзвуковых скоростях изменяется пропорционально M_∞^2 : $p_-/p_\infty \sim \kappa(\kappa+1)M_\infty^2$ [11].

На плоской (верхней) поверхности давление p_+ по порядку величин близко к давлению на пластине и изменяется пропорционально параметру вязкого взаимодействия χ [11]: $p_+/p_\infty \sim (\kappa-1)\chi$, где $\chi = \sqrt{CM_\infty^3}/\sqrt{Re_{\infty a}}$, $C = \mu_\infty T_\infty / \mu_a T_a$, μ — коэффициент вязкости, индекс звездочка относится к характерной температуре в пограничном слое. В качестве характерной температуры целесообразно использовать температуру торможения T_0 [12].

Для отношения давлений на верхней и нижней поверхностях получим $p_+/p_- \sim P = [(\kappa-1)/\kappa(\kappa+1)] \sqrt{CM_\infty^3}/\sqrt{Re_{\infty a}}$.

На фиг. 6 представлена зависимость относительной величины максимального коэффициента теплоотдачи h_m' в широком диапазоне значений чисел Маха (от 3 до 23.5) и Рейнольдса ($Re_{\infty a} = 10^4 - 0.4 \cdot 10^6$) от параметра P (1 — угол полураствора $\theta = 15^\circ$, 2 — $\theta = 24.5^\circ$). Использование этого параметра позволяет приближенно скоррелировать экспериментальные данные.

Из фиг. 6 следует, что при $P \leq 5 \cdot 10^{-3}$ максимальное значение коэффициента теплоотдачи на верхней поверхности полуконуса существенно превышает значение коэффициента теплоотдачи при безотрывном течении. Если принять это значение параметра за критическое, то легко определить зависимость критического значения числа $Re_{\infty a}$ от числа Маха.

Поступила 6 II 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З., Рыжкова М. В. Об особенностях теплообмена на поверхности некоторых несущих тел при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 1.
2. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Теплообмен на поверхности полуконуса при больших сверхзвуковых скоростях. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 4.
3. Borovoi V. Ja., Davlet-Kildeev R. Z., Ryzhkova M. V. Experimental study of heat transfer on lifting body surface in supersonic stream. Proc. 4-th Internat. Heat Transfer Conference. Versailles, France, 1970. Amsterdam, Elsevier Publ., 1970.
4. Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З., Рыжкова М. В. Экспериментальное исследование теплообмена на крыльях и клине. Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1175.
5. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Исследование теплообмена на подветренной выпуклой поверхности полуконуса. Тр. ЦАГИ, 1971, вып. 1315.
6. Рао, Уайтхед. Вихри на теневой стороне треугольного крыла, движущегося с гиперзвуковой скоростью. Ракетная техника и космонавтика, 1972, т. 10, № 11.
7. Боровой В. Я., Харченко В. Н. Экспериментальное исследование обтекания прямоугольного крыла сверхзвуковым потоком газа. Уч. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 5.
8. Hefner J. N. Effect of geometry variations on Lee-surface vortex-induced heating for flat-bottom three-dimensional bodies at Mach 6. NASA TN, 1973, D-7447.
9. Hefner J. N., Whitehead A. H. Lee-side flow-phenomena on space shuttle configurations at hypersonic speeds. NASA, Techn. mem., 1972, X-2507.
10. Боровой В. Я., Иванов В. В., Орлов А. А., Харченко В. Н. Визуализация пространственного обтекания моделей с помощью «лазерного ножа». Уч. зап. ЦАГИ, 1973, т. 4, № 5.
11. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
12. Галкин В. С., Жбакова А. В., Николаев В. С. Аэродинамические характеристики пластины под углом атаки в вязком гиперзвуковом потоке и вопросы моделирования в вакуумных аэродинамических трубах. Тр. ЦАГИ, 1970, вып. 1187.