

О ВЛИЯНИИ ФОРМЫ ЗАТУПЛЕНИЯ ПЕРЕДНИХ КРОМОК ТРЕУГОЛЬНОГО КРЫЛА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОТДАЧИ ПО ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

Представлены результаты экспериментального исследования влияния на теплообмен формы затупления передних кромок треугольного крыла при числе Маха $M=5$ и углах атаки $\alpha=10$ и 15° . Обнаружено сильное влияние формы затупления на теплопередачу к кромкам и к верхней поверхности крыла.

Для получения достаточно высокого аэродинамического качества летательный аппарат не должен обладать значительным сопротивлением, в частности его несущие и стабилизирующие органы должны быть тонкими [1]. Однако для того, чтобы иметь возможность отвести большие количества тепла от передних кромок крыльев, кромки должны быть затуплены. В [2, 3] изучалось влияние степени затупления кромок на теплообмен, но нет в литературе сообщений о характере влияния на теплообмен формы их затупления.

Распределение теплового потока по затупленному телу сильно зависит от его формы. Так, при обтекании эллипсоидов вращения [4], эллиптических конусов [5] и цилиндров [6] коэффициент теплоотдачи h изменяется по длине s дуги эллипса различным образом в зависимости от величины a/b и (a и b — оси эллипса, ось b для цилиндров и эллипсоидов вращения параллельна скорости V). При $a/b < 2$ максимум h соответствует критической линии цилиндра ($s=0$) и в области значений $s > 0$ функция $h(s)$ является монотонно убывающей, а при $a/b > 2$ она сначала возрастает, достигает максимума и при дальнейшем увеличении s уменьшается. У эллипса с $a/b=2$ важная особенность — отсутствует максимум h : функция $h(s)$ принимает постоянное значение при $s/a \leq 0,6$ и убывает при больших значениях s . На основании этого факта можно предположить, что если передние кромки треугольного крыла затупить по дуге эллипса с $a/b=2$, то распределение h в сечении, перпендикулярном кромке, будет близко к равномерному (при $s/a \leq 0,6$). Это предположение нуждается в экспериментальной проверке.

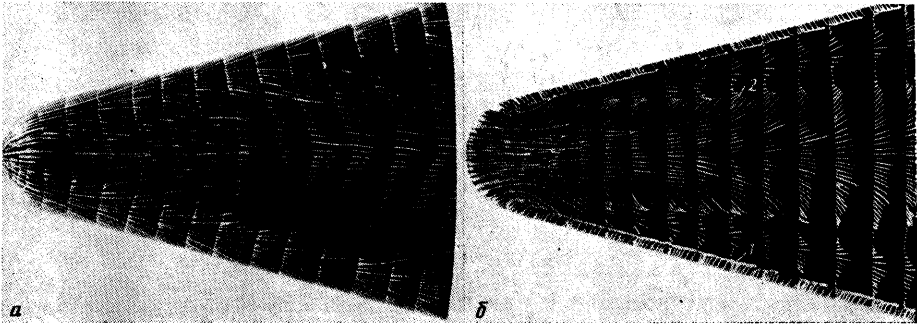
Исследование проведено в сверхзвуковой аэродинамической трубе на двух моделях треугольного крыла с затупленными передними кромками. Модель 1 имела цилиндрическую кромку, образованную дугой окружности, а модель 2 — дугой эллипса с $a/b=2$. Условия обтекания кромки треугольного крыла зависят, как известно, от величины угла атаки α_n в сечении, перпендикулярном кромке ($\operatorname{tg} \alpha_n = \operatorname{tg} \alpha / \cos \chi$, где χ — угол ее стреловидности). В эксперименте реализован интересный для практики режим обтекания крыла на угле атаки $\alpha=15^\circ$ при значении $\chi=75^\circ$. Этому режиму соответствует $\alpha_n=46^\circ$. Радиус цилиндрических кромок модели 1 равнялся 8 мм, толщина обеих моделей $\delta=16$ мм, их длина — 160 мм. Форма моделей в плане была одинаковой: между ними не было различия ни в скруглении вершины крыла (радиус окружности составлял 15 мм), ни в стреловидности кромок ($\chi=75^\circ$).

Испытания проводились при $M=5$, угол атаки α составлял 10 и 15° . Полное давление $7,1 \cdot 10^5$ Па, температура торможения 570 К. Число Рейнольдса, вычисленное по параметрам невозмущенного потока и длине модели, составляло $1,1 \cdot 10^6$. Величина температурного фактора, выражаемая отношением температуры поверхности модели к температуре торможения, была равна 0,63.

Во время запуска аэродинамической трубы модель располагалась вне потока в камере Эйфеля; ввод модели в установившийся поток осуществлялся с помощью пневмоцилиндра. Коэффициент теплоотдачи измерялся методом термоиндикаторных покрытий с использованием индикатора плавления белого цвета [7]. При определенной, не зависящей от давления температуры ($T=358$ К) термоиндикаторное покрытие плавится и становится прозрачным. Модели изготавливались из стекловолнистого материала. Контрастная граница между белой поверхностью нерасплавившегося покрытия и темной поверхностью модели фиксировалась кинокамерой в процессе испытания.

Коэффициент теплоотдачи определяли по измеренному времени наступления цветового перехода, по известным теплофизическим характеристикам материала модели и величинам ее начальной температуры и температуры торможения потока с использованием известного решения уравнения теплопроводности [8]. При этом использовали решение для полуограниченного тела, допуская на кромках моделей систематическую погрешность в определении h , не превышающую 10% (согласно [8], значения h на кромке модели 1, полученные с использованием решений для полуограниченного тела и неограниченного цилиндра, различаются между собой на 3–10% для условий эксперимента). При определении h в качестве адиабатической температуры принималась приближенно температура торможения.

Измерения высоты элементов шероховатости термоиндикаторного покрытия, выполненные оптическим методом, показали, что она не превышала 0,01 мм, т. е.



Фиг. 1

более чем на порядок была меньше толщины пограничного слоя на кромках модели, а значит, поверхность термоиндикаторного покрытия можно считать аэродинамически гладкой.

Для понимания структуры течений полезны спектры предельных линий тока [9] и картины течения, полученные методом «лазерного ножа» [10]. На фиг. 1 приведены фотографии предельных линий тока с наветренной (1, а) и подветренной (1, б) сторон для случая обтекания модели 2 при угле атаки $\alpha = 15^\circ$. Предельные линии тока получены путем размывания потоком точек краски, нанесенных на поверхность модели. На кромках крыла с наветренной стороны хорошо видны линии растекания. С этих линий газ растекается как в сторону плоскости симметрии, так и в сторону верхней поверхности, на которой наблюдается отрыв пограничного слоя: признаком отрыва служит наличие огибающей предельных линий тока (линия отрыва отмечена цифрой 1 на фиг. 1). Оторвавшийся поток затем вновь присоединяется в центральной зоне крыла. Внутри основной области отрыва образуется вторичный вихрь с противоположным направлением вращения (линия вторичного отрыва обозначена цифрой 2 на фиг. 1).

Сущность метода «лазерного ножа» состоит в следующем. Поток газа, в который помещается модель, пересекают тонким плоским лучом лазера. Использование в качестве источника света лазера обеспечивает высокую интенсивность освещения частиц, содержащихся в потоке. Частицы рассеивают свет, причем интенсивность свечения пропорциональна концентрации частиц, которая распределяется неравномерно в поле возмущенного течения (она меняется вместе с изменением плотности газа). Это изменение концентрации частиц в потоке вблизи модели и позволяет наблюдать течение.

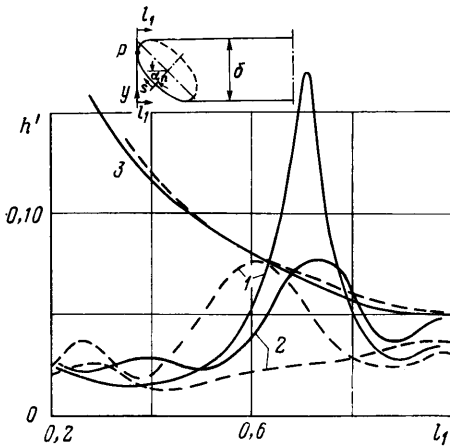
Картина течения наблюдалась в плоскости «лазерного ножа» на расстоянии 130 мм от передней точки модели. В качестве светорассеивающих частиц использовались продукты сгорания керосина (сажа, а также углекислый газ и пары воды, которые при расширении и охлаждении в сверхзвуковом сопле переходили в твердую фазу). Подогрев воздуха за счет сжигания керосина применялся только в случае визуализации течения с помощью лазера (при исследовании теплообмена использовался электрический подогреватель).

На фиг. 2 показана фотография потока вблизи модели 2, полученная для $\alpha = 15^\circ$ методом «лазерного ножа». Горизонтальная светлая полоса соответствует верхней поверхности крыла (модель фотографировалась сверху). Ниже этой полосы видна хвостовая часть модели; темная полоса в левой части фотографии является тенью модели. Головная ударная волна отмечена цифрой 1. Развитые области отрыва, образующиеся на верхней поверхности крыла под действием внутренних скачков уплотнения, указаны цифрой 2, а сами внутренние скачки — цифрой 3. Энтропийный слой, обусловленный затуплением вершины крыла, отмечен цифрой 4.

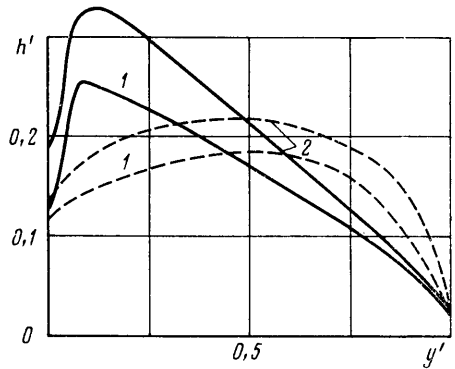
Перейдем теперь к обсуждению результатов исследования теплообмена. Метод термоиндикаторных покрытий позволяет получить значения коэффициента теплоотдачи на всей наблюдаемой поверхности модели. Используя эту возможность метода, на моделях 1 и 2 исследовали распределения h в трех сечениях, перпендикулярных передней кромке и расположенных на различных расстояниях от носка модели. Во всех сечениях влияние формы затупления кромки на теплообмен оказалось примерно одинаковым. Поэтому на приводимых ниже фигурах представлены значения h только для одного сечения (они отнесены к значению h_0 на критической линии кругового цилиндра радиуса $R = 8$ мм, полученному для нулевого угла скольжения из расчета [11]). Передняя точка P сечения имеет координату $x = 90$ мм в декартовой системе координат x, y, z (плоскость xy совмещена с плоскостью симметрии крыла, xz — с его нижней поверхностью, yz проходит через переднюю точку модели). Для этого сечения на фиг. 3 представлено изменение $h^* = h/h_0$ в зависимости от безразмерной величины l_1 , представляющей собой расстояние от проекции точки P на



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

плоскость крыла (наветренную и (или) подветренную) до рассматриваемой точки, отнесенное к длине сечения (принято, что донный срез сечения лежит в плоскости xy).

На фиг. 3 кривые 1 и 2 соответствуют условиям: $\alpha=10$ и 15° , верхняя поверхность; 3 — $\alpha=15^\circ$, нижняя поверхность. На этой фигуре не приводятся значения h' , относящиеся непосредственно к передней кромке. На фиг. 3 и фиг. 4 сплошной линией обозначаются результаты, полученные при обтекании модели 1, штриховой — модели 2. При небольших углах атаки ($\alpha \leq 15^\circ$) на верхней поверхности, как видно из фиг. 3, имеет место «пик» коэффициента теплоотдачи в зоне повторного присоединения потока, оторвавшегося у кромки. Величина «пика» сильно зависит от формы затупления кромки: переход от окружности к эллиптическому профилю затупления приводит к снижению «пикового» значения h' на 55% при $\alpha=10^\circ$ и к исчезновению «пика» при $\alpha=15^\circ$. Форма затупления мало влияет на характер распределения h' по нижней поверхности.

На фиг. 4 приведено распределение h' поперек кромки для случаев, $\alpha=10$ (кривые 1) и 15° (кривые 2). По оси абсцисс отложена координата $y'=y/\delta$. Для этих случаев, как и предполагалось, распределение h' поперек кромки у модели 2 оказалось существенно более равномерным, чем аналогичное распределение у модели 1. При этом максимальное значение коэффициента теплоотдачи на кромке модели 2 ниже максимального значения для модели 1 в среднем на 30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
2. Murray W. M., Stallings R. L. Heat transfer and pressure distributions on 60° and 70° swept delta wings having turbulent boundary layers//NASA. TN. 1966. № D-3644. 74 p.

3. Давыдова Н. А., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование теплопередачи при обтекании плоских треугольных крыльев с притупленными кромками // Уч. зап. ЦАГИ. 1970. Т. 1. № 6. С. 117–125.
4. Колина Н. П. Ламинарный пограничный слой на затупленных осесимметричных телах различной формы // Тр. ЦАГИ. 1968. Вып. 1106. С. 268–328.
5. Смыгина Г. В., Юшин А. Я. Экспериментальное исследование в ударной трубе при $M_\infty = 13,6$ теплопередачи к моделям треугольных крыльев, составленных из двух эллиптических полуконов с разными значениями коэффициента эллиптичности // Тр. ЦАГИ. 1968. Вып. 1106. С. 44–67.
6. Башкин В. А. Ламинарный пограничный слой на бесконечно длинных эллиптических цилиндрах при произвольном угле скольжения // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 5. С. 76–82.
7. Ардашева М. М., Ильина С. А., Лодыгин Н. А. и др. Применение плавящихся термоминдикаторов для измерения тепловых потоков к моделям в аэродинамических трубах // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 1. С. 77–82.
8. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М.: Высш. школа, 1967. 599 с.
9. Бражко В. Н. Способ визуализации линий тока на поверхности моделей в аэродинамических трубах // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1749. С. 241–256.
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. С. 42–49.
11. Fay J. A., Riddell F. R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air // J. Aeronaut. Sci. 1958. V. 25. № 2. P. 73–85.

Москва

Поступила в редакцию
22.V.1989

УДК 533.6.011.72

© 1990 г.

Э. М. БАРХУДАРОВ, М. О. МДИВНИШВИЛИ, И. В. СОКОЛОВ,
М. И. ТАКТАКИШВИЛИ, В. Е. ТЕРЕХИН

НЕРЕГУЛЯРНОЕ ОТРАЖЕНИЕ КОЛЬЦЕВОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ОТ ОСИ СИММЕТРИИ

Схождение одномерных сферической или цилиндрической ударных волн сопровождается неограниченным ростом параметров течения при приближении ударной волны к центру (оси) симметрии (неограниченная кумуляция) [1, 2]. Явление кумуляции присуще и неодномерным сходящимся осесимметричным ударным волнам. Экспериментально было показано, что кольцевая ударная волна усиливается при движении к оси [3]. Теоретический анализ этой задачи в рамках метода Уизема указывает на неограниченный характер кумуляции кольцевой ударной волны [4] при отсутствии низших азимутальных гармоник возмущения формы ударного фронта [5].

В настоящей работе исследуется картина течения, возникающего после прихода да кольцевой ударной волны в центр кольца.

Главным результатом является наблюдаемый при отражении кольцевой волны от оси симметрии факт образования ударной волны Маха при малых значениях осевой координаты z , отсчитываемой от центра кольца, причем нерегулярное отражение предсказывается на сколько угодно малых расстояниях от центра.

Как было показано теоретически [6], нерегулярное отражение кольцевой ударной волны при малых z обусловлено увеличением угла наклона фронта падающей волны к оси при ее ускоренном схождении. Этот вывод согласуется с хорошо известной гипотезой Куранта и Фридрихса [7] о том, что осесимметричная («коническая») сходящаяся ударная волна испытывает в любом случае нерегулярное отражение в отличие от плоской волны, которая может отражаться регулярным образом. В выполненной недавно работе [8] эта гипотеза доказана для конической ударной волны в совершенном газе.

1. Исследуемая ударная волна создавалась аналогично [3] с помощью поверхностного электрического пробоя большого числа (~ 100) искровых промежутков, расположенных на внутренней, обращенной к оси симметрии поверхности кольца. Радиус и толщина кольца $R_k = 5$ см, $h = 1$ см. Вкладываемая в разряд энергия $E \approx \leq 1,2$ КДж. Среднее значение числа Маха возникающей и распространяющейся к оси ударной волны $M_0 \sim 2$.

Визуализация ударной волны осуществлялась теньвым методом с лазерным источником света при просвечивании в направлении, перпендикулярном оси кольца. Показанная на фиг. 1 последовательность тенеграм получена в разных реали-