

## ТЕПЛОБМЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУКОНУСА ПРИ БОЛЬШИХ СВЕРХЗВУКОВЫХ СКОРОСТЯХ

В. Я. БОРОВОЙ, М. В. РЫЖКОВА

(Москва)

В работе [1] было показано, что на некоторых несущих телах, в том числе на затупленном полуконусе, могут возникать узкие зоны интенсивного теплообмена. В данной работе исследуются условия образования таких зон. Экспериментальным путем доказано, что одно из основных условий — большое значение числа Рейнольдса.

Эксперименты проводились при числах Маха  $M = 5$  и  $6$ . Значения числа Рейнольдса, вычисленные по параметрам невозмущенного потока и длине модели, варьировались в диапазоне от  $R_l = 1.5 \cdot 10^5$  до  $R_l = 2.4 \cdot 10^6$ . Модели имели форму сферически затупленного полуконуса (фиг. 1) с полууглом раствора от  $\theta = 10$  до  $\theta = 25^\circ$ .

Измерения теплового потока производились, как и в работе [1], при помощи термоиндикаторных покрытий. Была использована термоиндикаторная краска, изменяющая свой цвет при температуре  $65^\circ \text{C}$ , причем температура перехода цвета практически не зависит от давления. Для визуализации течения на поверхности тела использовался специальный состав, который наносился на модель в виде отдельных точек, которые затем размывались потоком.

1. Эксперименты показали, что при нулевом угле атаки большая часть конической поверхности полуконуса обтекает аналогично полному конусу: направление линий тока близко к направлению образующих. Течение на большей части конической поверхности — ламинарное. Переход пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное, судя по распределению тепловых потоков, на конической поверхности происходит лишь при наибольших исследованных значениях числа Рейнольдса ( $R_l \approx 1.6 \cdot 10^6$ ) вблизи кормовой части тела.

Вблизи боковых кромок на конической поверхности при  $\alpha \geq 0$  наблюдается интенсивное поперечное течение. При этом, если число Рейнольдса достаточно велико, на плоской поверхности вблизи боковых кромок происходит отрыв пограничного слоя и возникают две вихревые области (фиг. 2, где  $S$  — ударная волна). Носовая часть затупленного полуконуса обтекает безотрывно. Безотрывное течение занимает среднюю часть плоской поверхности и при  $\alpha = 0$  сохраняется на значительном расстоянии от затупления. Вследствие этого отрывные области оказываются разделенными, и образуются две линии присоединения. Линии присоединения будут одновременно линиями растекания: от них газ течет обратно к боковым кромкам и к линии симметрии.

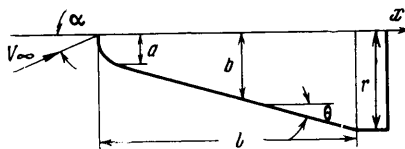
Эксперименты показали, что на линиях присоединения, а также на кромках, коэффициент теплоотдачи может в несколько раз превышать значения этого коэффициента на остальной части плоской поверхности полуконуса [1]. На фиг. 3 показана фотография плоской поверхности полуконуса ( $\alpha = 0$ ,  $M = 5$ ,  $R_l = 10^6$ ), полученная при одновременном применении термокрасок и размываемых точек. Видно, что области наибольшего нагревания располагаются вдоль линий растекания.

Рассмотрим возможные причины усиления теплообмена на плоской поверхности при отрывном течении.

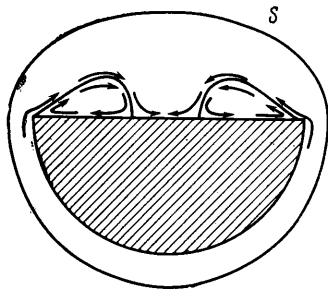
Подробные измерения распределения давления на полуконусах показали, что на линиях присоединения нет заметного повышения давления. При  $\alpha = 0$  давление на этих линиях, как и на остальной части плоской поверхности (исключая окрестность затупления, где измерения не производились), близко к давлению в невозмущенном потоке.

Известно, что поперечный градиент скорости приводит к утончению пограничного слоя и усилению теплообмена на линиях растекания (например, на скользящем цилиндре). В этом одна из причин повышения коэффициента теплоотдачи на линиях присоединения.

На границе зоны отрыва происходит взаимодействие внешнего и внутреннего течений, направления скоростей которых не совпадают. Образуется слой смешения —



Фиг. 1



Фиг. 2

свободный пограничный слой. При некотором числе Рейнольдса свободный пограничный слой переходит из ламинарного состояния в турбулентное. Интенсивность переноса количества движения и тепла в турбулентной струе во много раз больше, чем при ламинарном течении.

Эксперименты, проведенные в последние годы (см., например, [2]), убедительно показали, что турбулентность набегающего потока может вызвать значительное

увеличение теплообмена в критической точке тела. По-видимому, это связано с тем, что пульсации внешнего потока не успевают угаснуть в пограничном слое тела вблизи критической точки. Таким образом, переход течения на границе срывной зоны из ламинарного состояния в турбулентное может быть второй причиной усиления теплообмена на линии присоединения.

2. Было исследовано влияние числа Рейнольдса на течение газа и теплообмен на плоской поверхности затупленного полуконуса при  $\alpha = 0$ .

На фиг. 4 показаны спектры предельных линий тока, полученные на полуконусе с полууглом раскрытия  $\theta = 15^\circ$  при числе Маха  $M = 6$ , кадры *a*, *б* соответствуют значениям числа Рейнольдса  $Re = 11 \cdot 10^4$ ,  $1,05 \cdot 10^4$ . Число Рейнольдса  $Re$  определялось по параметрам невозмущенного потока и полухорде притупления *a*.

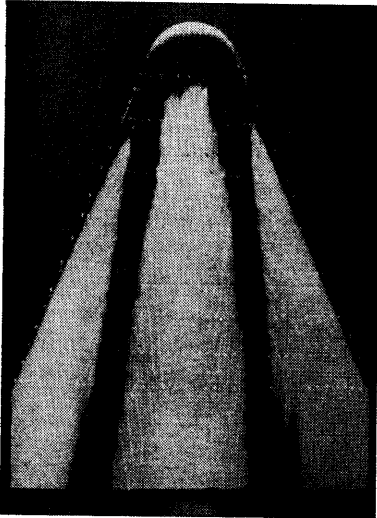
В отличие от плоского и осесимметричного течений для пространственного течения не существует однозначного определения линий отрыва. Наиболее распространенным будет следующее определение: линия отрыва есть огибающая предельных линий тока на поверхности тела, т. е. линия стекания. Это определение используется и в данной работе при

качественном анализе экспериментальных данных. Следует иметь в виду, что лишь развитый (сильный) отрыв вызывает существенное изменение течения газа. Слабый (зарождающийся) отрыв может не вызывать качественных изменений течения и физически проявляться лишь как утолщение пограничного слоя. Это относится как к двумерному, так и к трехмерному течению.

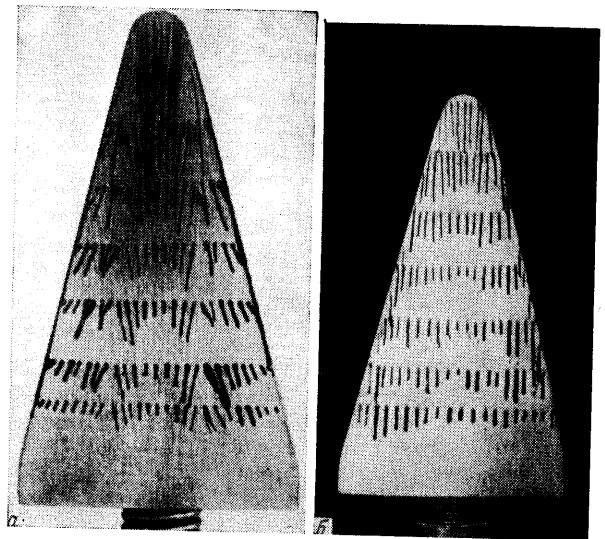
При большом числе Рейнольдса (фиг. 4, *a*) на всей плоской поверхности модели ( $x_{\max}^0 \approx 15$ ,  $x^0 = x/a$ , см. фиг. 1) отчетливо видны признаки отрыва и присоединения пограничного слоя: вблизи кромок штрихи, получающиеся при размывании точек, сливаются, образуя линию стекания; в средней части поверхности образуются две линии растекания.

При малом числе Рейнольдса ( $Re = 1,05 \cdot 10^4$ , фиг. 4, *б*) отсутствуют явные признаки отрыва пограничного слоя. Таким образом, изменение числа Рейнольдса приводит к качественным изменениям течения. Для исследованных условий при  $Re \geq 1,6 \cdot 10^4$  на плоской поверхности полуконуса происходит отрыв пограничного слоя.

На фиг. 5 показаны изотермы, полученные при помощи термоиндикаторной краски при тех же условиях, что и спектры предельных линий тока. Изотермы будут



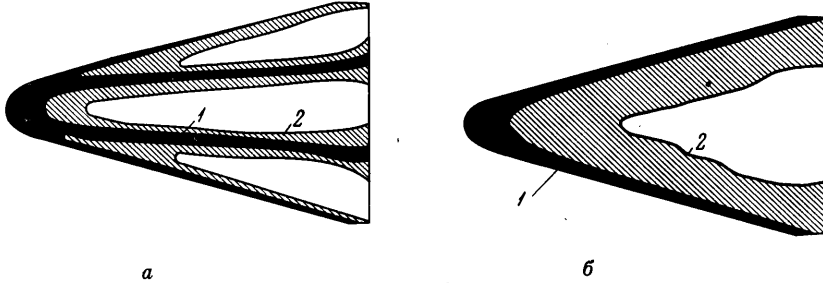
Фиг. 3



Фиг. 4

одновременно линиями постоянных значений числа Стантона  $S_{\infty}$ . (На фиг. 5, а кривым 1 и 2 соответствуют значения  $S_{\infty} 0.86 \cdot 10^{-3}$  и  $0.43 \cdot 10^{-3}$ , а на фиг. 5, б —  $2.8 \cdot 10^{-3}$  и  $1.25 \cdot 10^{-3}$ ). При числе Рейнольдса  $R_a = 1.6 \cdot 10^4$  (фиг. 5, б) изогермы приблизительно эквидистантны кромкам полуконуса, т. е. на плоской поверхности полуконуса отсутствуют существенные особенности теплообмена, несмотря на то, что при этом числе Рейнольдса уже обнаруживаются признаки отрыва. При  $R_a = 11 \cdot 10^4$  на линиях присоединения происходит значительное усиление теплообмена (фиг. 5, а).

На фиг. 6 показано распределение относительного коэффициента теплопередачи  $h^0$  на плоской поверхности полуконуса ( $M = 6, \theta = 15, \alpha = 0$ ) в одном поперечном



Фиг. 5

сечении при ряде значений числа Рейнольдса. Местные значения коэффициента теплопередачи  $h$  отнесены к расчетному значению коэффициента теплопередачи  $h_1$  на плоской прямоугольной пластине при ламинарном состоянии пограничного слоя, т. е.  $h^0 = h / h_1, x^0 = x / a, z^0 = z / b$ , результаты приведены для сечения, характеризуемого координатой  $x^0 = 6.1$ . Из фиг. 6 видно, что на линиях присоединения коэффициент теплопередачи при наибольшем исследованном числе Рейнольдса ( $R_a = 16.2 \cdot 10^4$ ) приблизительно в восемь раз превосходит коэффициент теплопередачи на пластине. При  $R_a = 1.6 \cdot 10^4$  пики теплового потока отсутствуют.

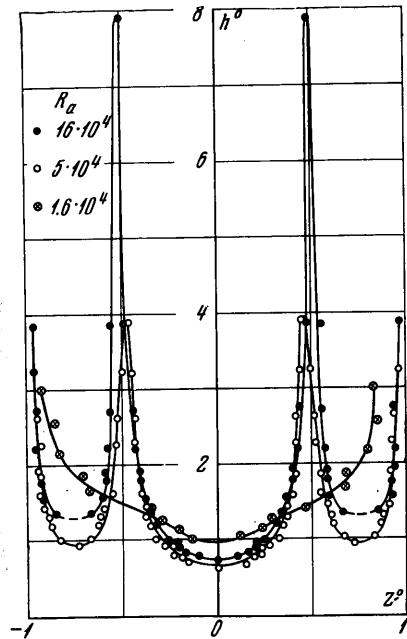
На фиг. 7 показана зависимость максимального значения коэффициента теплопередачи на линии присоединения в том же сечении с координатой  $x^0 = 6.1$  от числа Рейнольдса

Изменение числа Рейнольдса достигалось, как за счет изменения давления (светлые точки), так и за счет изменения размера притупления (черные точки); остальные условия те же, что для фиг. 6. Из фиг. 7 видно, что в диапазоне от  $R_a = 2.5 \cdot 10^4$  до  $10 \cdot 10^4$  происходит резкое увеличение

$h_{\max}^0$ , приблизительно пропорциональное числу Рейнольдса; при дальнейшем росте числа Рейнольдса несколько замедляется увеличение  $h_{\max}^0$  (заметим, что, если бы течение было безотрывным и ламинарным, величина  $h_{\max}^0$  не зависела бы от числа Рейнольдса). Столь сильное влияние числа Рейнольдса на теплообмен подтверждает предположение о переходе течения в отрывной зоне из ламинарного состояния в турбулентное.

На фиг. 8 приведена аналогичная зависимость для затупленного полуконуса с большим полуглом раскрытия  $\theta = 25^\circ$  ( $x^0 = 6.1$ ). Кривая 1, как и предыдущие результаты, получена при числе Маха  $M = 6$  в аэродинамической трубе с закрытой рабочей частью; число Рейнольдса изменялось в основном путем изменения давления. Кривая 2 получена при  $M = 5$  в трубе со свободными границами потока (в камере Эйфеля); число Рейнольдса  $R_a$  изменялось путем изменения размера притупления полуконуса. Как и при  $\theta = 15^\circ$ , получено значительное увеличение коэффициента теплоотдачи на линиях присоединения.

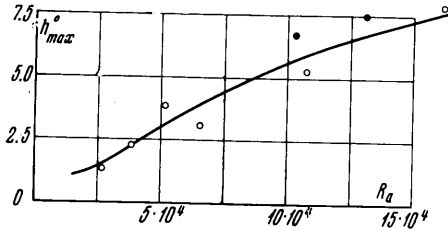
Расхождение результатов, соответствующих кривым 1 и 2, отчасти может быть связано с некоторым различием чисел Маха. Еще большее влияние на теплообмен



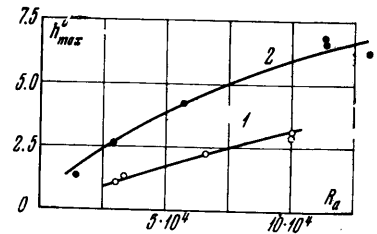
Фиг. 6

могли оказать такие условия испытаний, как турбулентность набегающего потока и шум, излучаемый пограничным слоем, которые определяют число Рейнольдса, при котором происходит переход течения в срывной зоне из ламинарного состояния в турбулентное.

3. Отрыв пограничного слоя на плоской поверхности полуконуса возникает вследствие перетекания газа с конической поверхности на плоскую. Перетекание можно устранить при помощи перегородки А (фиг. 9)



Фиг. 7



Фиг. 8

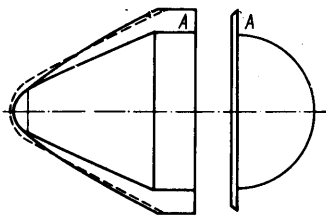
Для выбора размеров перегородки были использованы теньевые фотоснимки ударной волны, полученные при испытаниях без перегородки (фиг. 9, пунктирная линия,  $M = 5$ ). Следует отметить, что после установки перегородки отход ударной волны у боковых кромок несколько увеличился. При этом перегородка пересекала не весь слой газа, сжатый в ударной волне. Кроме того, в окрестности затупления полуконуса перегородка не выступала за пределы полуконуса. Тем не менее установка перегородки, как показали спектры предельных линий тока, устранила отрыв пограничного слоя на плоской поверхности при нулевом угле атаки.

При испытаниях с перегородкой пики теплового потока на плоской поверхности при  $\alpha = 0$  исчезли (фиг. 10, где  $M = 5$ ,  $R_l = 10^6$ ,  $\alpha^\circ = 6.1$ , кривая 1 — без перегородки, кривая 2 — с перегородкой). При безотрывном обтекании плоской поверхности полуконуса с перегородкой, естественно, резко увеличились значения коэффициента теплопередачи вблизи кромок.

При увеличении угла атаки на плоской поверхности полуконуса даже при наличии перегородки появляются области повышенного теплообмена. Однако они выражены значительно слабее, чем при отсутствии перегородки.

В работе [3] было высказано предположение о том, что при пространственных гиперзвуковых течениях одной из причин локального усиления теплообмена могут быть продольные вихри, возникающие в местах большой кривизны головной ударной волны. Сопоставление результатов измерений тепловых потоков на полуконусе без перегородки и с перегородкой, а также теньевых фотографий ударной волны (установка перегородки слабо повлияла на форму волны), указывает на то, что в рассматриваемом случае преобладающее значение имеет перепад давлений на конической и плоской поверхностях, который и приводит к образованию отрыва и вихревых течений.

4. Было исследовано влияние толщины и состояния пограничного слоя на конической поверхности затупленного полуконуса на величину коэффициента теплопередачи на линиях присоединения при большом числе Рейнольдса. Исходя из пред-



Фиг. 9

ложенной в п. 1 схемы течения, следует ожидать, что при больших значениях числа Рейнольдса переход пограничного слоя на конической поверхности из ламинарного состояния в турбулентное дол-

жен слабо повлиять на величину  $h_{max}^0$  на плоской поверхности, так как ламинарный слой смешения переходит в турбулентное состояние вблизи линии отрыва. С другой стороны, утолщение пограничного слоя на линии отрыва может приводить к уменьшению величины  $h_{max}^0$  на линии присоединения и наоборот. Действительно, если высота зоны отрыва не очень велика по сравнению с толщиной пограничного слоя, то утолщение пограничного слоя в

точке отрыва ведет к утолщению зоны смешения, что в свою очередь вызывает уменьшение градиента поперечной компоненты скорости на линии присоединения.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе с камерой Эйфеля. Для уменьшения толщины пограничного слоя перед отрывом на выпуклой поверхности полуконуса с полууглом раскрытия  $\theta = 15^\circ$  вблизи боковых кромок были сделаны продольные щели. При помощи сверлений эти щели были соединены с донной об-

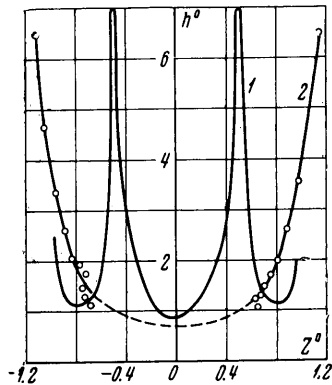
ластью полуконуса. Размываемые точки подтвердили, что пограничный слой затекал в щели. Измерения теплового потока показали, что отсос пограничного слоя вблизи боковых кромок привел к небольшому увеличению теплового потока на линиях присоединения.

Полуконус с полууглом раскрытия  $\theta = 24^\circ 15'$  испытывался при резко увеличенной шероховатости выхлопной поверхности: на всю коническую поверхность и затупление была наклеена наждачная шкурка с высотой шероховатости приблизительно 0,5 мм (при диаметре модели 100 мм). Модель испытывалась при числе Рейнольдса  $R_l = 10^6$ . Столь значительная шероховатость в этих условиях, несомненно, вызывала переход пограничного слоя перед линией отрыва из ламинарного состояния в турбулентное, а также его утолщение. При этом величина теплового потока в областях присоединения на плоской поверхности существенно уменьшилась (приблизительно в два раза), а вне областей присоединения несколько увеличилась.

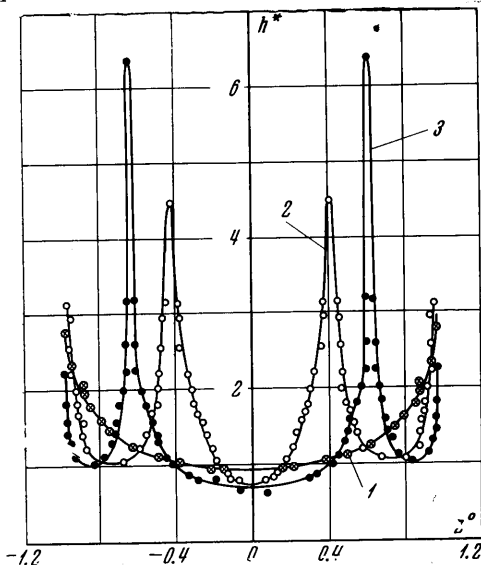
Таким образом, результаты проведенных экспериментов не противоречат предложенной схеме течения. Они, кроме того, дают качественное представление о влиянии состояния наветренной поверхности тела на теплообмен на подветренной поверхности при больших числах Рейнольдса.

5. Несомненный практический интерес представляет собой выяснение влияния затупления на теплообмен при неизменных параметрах потока. Исследование было проведено при  $\alpha = 0$  на полуконусах с полууглами раскрытия  $\theta = 15^\circ$  и  $24^\circ 15'$ . На фиг. 11 в качестве примера показано распределение относительной величины  $h^*$  в одном поперечном сечении на плоской поверхности полуконуса с полууглом  $\theta = 15^\circ$  при трех значениях относительной величины притупления  $a/r$  ( $r$  — радиус полуконуса в рассматриваемом поперечном сечении, находящемся на расстоянии  $x$  от вершины острого полуконуса,  $R_x = 6 \cdot 10^5$ ,  $M = 6$ , кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям  $a/r$  0, 0,31, 0,62). Местные значения коэффициента теплоотдачи для всех трех полуконусов относились к одному и тому же расчетному значению коэффициента теплоотдачи для прямоугольной пластины, начинающейся у вершины острого полуконуса.

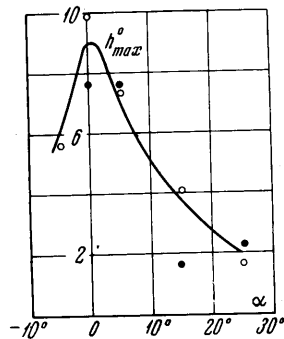
Из фиг. 11 видно, что величина затупления полуконуса оказывает большое влияние на распределение теплоотдачи на плоской поверхности полуконуса при  $\alpha = 0$ . При уменьшении затупления линии присоединения пограничного слоя существенно снижаются, а максимальные значения коэффициента теплопередачи существенно снижаются, при этом вблизи боковых кромок ( $z^\circ = 1$ ) значения коэффициента теплопередачи наоборот несколько возрастают. В предельном случае (при  $a/r = 0$ ) пики тепловых потоков, связанные с отрывом, при  $\alpha = 0$  исчезают (фиг. 11). При этом линии постоянных значений коэффициента теплопередачи на плоской поверхности, как и на затупленных полуконусах при малых значениях числа Рейнольдса, приблизительно эквидистантны боковым кромкам.



Фиг. 10



Фиг. 11



Фиг. 12

Спектры предельных линий тока показывают, что на остром полуконусе при большом числе Рейнольдса, так же как и на затупленном полуконусе, происходит отрыв пограничного слоя у боковых кромок. Однако признаки присоединения пограничного слоя и растекания на плоской поверхности полуконуса в этих условиях не обнаруживаются.

6. При большом числе Рейнольдса ( $R_l \approx 10^6$ ) было исследовано влияние угла атаки на теплообмен на плоской поверхности затупленного полуконуса ( $\theta = 24^\circ 15'$ ,  $M = 5$ ).

При небольших углах атаки (до  $5^\circ$ ) сохраняется описанная картина течения. Однако с увеличением  $\alpha$  линии присоединения сближаются, а значения коэффициента теплопередачи на них уменьшаются. В некоторых поперечных сечениях при  $\alpha = 15-25^\circ$  максимум тепловых потоков получается точно на оси полуконуса.

На фиг. 12 показана зависимость максимального относительного коэффициента теплопередачи от угла атаки (значения коэффициента теплопередачи были отнесены к расчетному значению коэффициента теплопередачи на пластине, установленной под нулевым углом атаки,  $R_l = 10^6$ ,  $M = 5$ ,  $\theta = 24^\circ 15'$ ). Результаты приведены для двух поперечных сечений (светлые точки  $x^\circ = 4.9$ , темные точки  $x^\circ = 7.8$ ). Коэффициент теплопередачи на линиях присоединения достигает максимума при  $\alpha \approx 0$ . При увеличении  $\alpha$  коэффициент теплопередачи падает. Однако даже при  $\alpha = 25^\circ$  он еще приблизительно вдвое превосходит коэффициент теплопередачи на продольно обтекаемой пластине.

Измерения давления показали, что вследствие отрыва пограничного слоя увеличение угла атаки не вызывает заметного падения давления на плоской (подветренной) поверхности полуконуса. Значительное падение коэффициента теплопередачи с ростом угла атаки связано с увеличением размеров и изменением конфигурации срывной зоны.

Поступило 6 II 1969

#### 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. Kestin J. The effect of free-stream turbulence on heat transfer rates. Advances in Heat Transfer. New York — London, 1966, vol. 3.
3. Майкапар Г. И. Вихри за головной ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 4.

### О ЗАКОНЕ ПОДОБИЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

В. П. СТУЛОВ

(Москва)

На основе анализа большого количества точных численных решений задачи сверхзвукового обтекания затупленных тел различной формы совершенным и реальным газом установлен приближенный закон подобия течений в дозвуковой области ударного слоя. Выведены аппроксимирующие зависимости для отхода ударной волны и скорости растекания в критической точке от величины сжатия газа на оси симметрии течения. Показано, что в широком диапазоне условий течения ударная волна в дозвуковой области близка к окружности.

Здесь рассматриваются осесимметричные течения совершенного газа, равновесного воздуха и углекислого газа, неравновесного воздуха около сферы, эллипсоидов, тел типа торца со скруглением и тел сегментальной формы со скруглением. Обобщение результатов на случай течения излучающего газа не представляет особого труда. Явлениями молекулярного переноса пренебрегается.

В книге [1] указывается, что «теорию Ньютона следует применять, связывая ее с формой скачка, а не с формой тела». Естественно предположить, что и в диапазоне условий, выходящем за рамки гиперзвукового, можно получить упрощенные соотношения для параметров обтекания, принимая в качестве определяющих констант величины, характеризующие форму ударной волны. Анализ решений перечисленных выше задач позволил установить следующий приближенный закон подобия течений.

Если за характерный размер задачи принять радиус кривизны ударной волны на оси симметрии  $R_s$ , то свойства течения в дозвуковой области зависят от двух безразмерных параметров: максимального сжатия газа в ударном слое  $\varepsilon$  и времени релаксации  $\tau$ .

При обтекании равновесным и совершенным газом сжатие равно изменению плотности в прямом скачке

$$\varepsilon = \rho_\infty / \rho_s$$