

УДК 532.526.011.6

ТЕПЛОБМЕН И ТЕЧЕНИЕ ГАЗА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЛАМИНАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С УДАРНОЙ ВОЛНОЙ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ВБЛИЗИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРЕПЯТСТВИЯ

В. Я. БОРОВОЙ, М. В. РЫЖКОВА

(Москва)

С помощью термоиндикаторных покрытий исследованы особенности теплообмена в области взаимодействия пограничного слоя с ударной волной как перед цилиндрическим препятствием, так и за ним. Изучено влияние на теплообмен относительной величины диаметра цилиндра, его наклона к поверхности тела (угла стреловидности), угла атаки конуса, на котором установлен цилиндр. Получены результаты для широкого диапазона значений отношения диаметра цилиндра к толщине вытеснения (d/δ^*), в том числе для малых значений этого отношения.

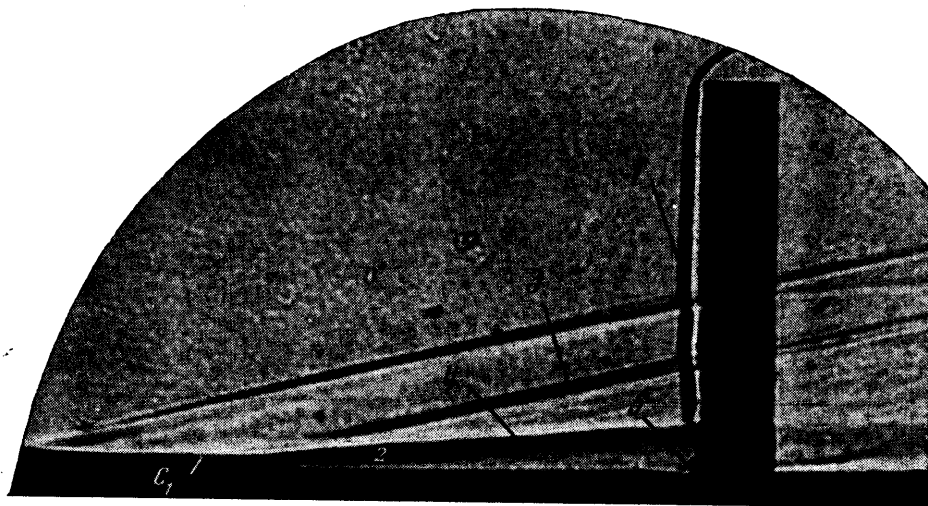
Взаимодействие пограничного слоя с ударной волной, образующейся перед цилиндрическим препятствием, является типичным случаем трехмерного взаимодействия. Оно также представляет практический интерес. В последние годы в ряде работ исследовалось течение газа на пластине с цилиндрическим препятствием при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях [1-5]. Было показано, что перед цилиндром пограничный слой отрывается от поверхности пластины. Линия отрыва имеет приблизительно форму эллипса. Исследовалось влияние чисел Маха и Рейнольдса на относительные размеры зоны отрыва и угол наклона ее внешней границы. Эксперименты показали, что у основания цилиндра образуются локальные сверхзвуковые зоны и скачки уплотнения, которые приводят к появлению вторичной зоны отрыва внутри основной.

Менее подробно был исследован теплообмен вблизи цилиндрического препятствия. Некоторые результаты были получены в работах [3-5]. Было отмечено резкое увеличение коэффициента теплоотдачи на пластине перед цилиндром: максимальные значения коэффициента теплоотдачи на пластине были близки к значению коэффициента теплоотдачи на критической линии изолированного цилиндра [5]. Измерение тепловых потоков в работах [3-5] проводилось с помощью небольшого числа дискретных датчиков, в основном перед цилиндром.

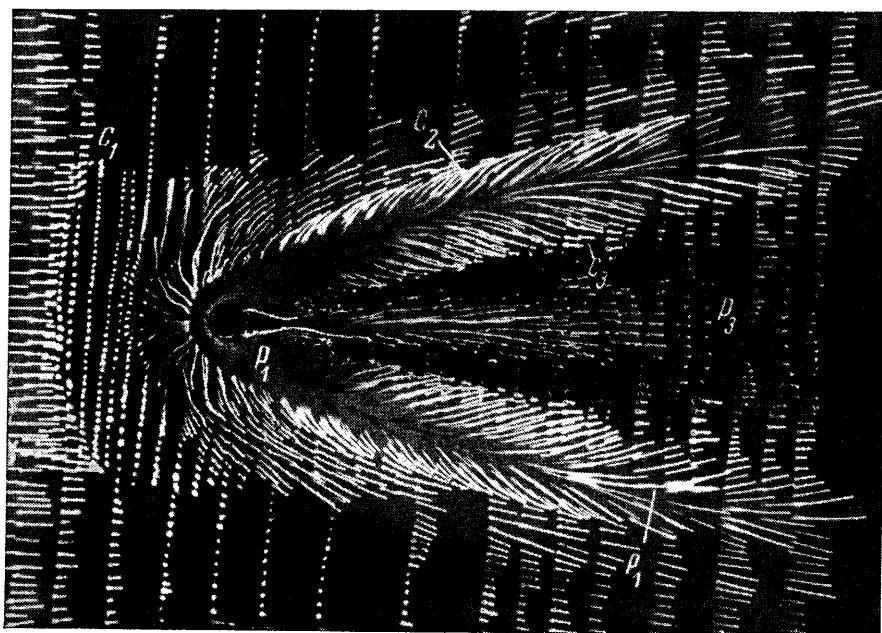
В данной работе эксперименты проводились в двух аэродинамических трубах. В первой трубе испытания проводились при числе $M=6$ на моделях малых размеров, расстояние от передней кромки пластины до оси цилиндра (x_0) составляло 30-60 мм, диаметр цилиндров $d=0.6-6$ мм, число Рейнольдса, рассчитанное по длине x_0 , изменялось от $7.5 \cdot 10^4$ до $3.5 \cdot 10^6$; для второй трубы $M=5$, $R=5 \cdot 10^5$; общая длина модели 175 мм, а $x_0=50$ мм.

1. Пластина с нестреловидным цилиндром ($\chi = 0$). При обтекании изолированного цилиндра сверхзвуковым потоком образуется ударная волна; за цилиндром появляется область отрыва, оканчивающаяся «горловиной»; от горловины вниз по потоку распространяются два косых скачка уплотнения (хвостовые скачки). Если цилиндр установлен на поверхности другого тела, например на пластине, то пограничный слой пластины взаимодействует с головной волной и хвостовыми скачками (фиг. 1 и 2). Головная волна 1 (фиг. 1, $M=6$, $R=2.4 \cdot 10^6$) вызывает отрыв пограничного слоя перед цилиндром на линии C_1 . Зона отрыва 2 индуцирует дополнительный косой скачок 3, который пересекается с головной волной. Струя газа, оторвавшегося от поверхности пластины, распространяясь вдоль границы зоны отрыва 4 (фиг. 1), достигает передней образующей цилиндра. Здесь часть массы газа отклоняется вдоль образующей цилиндра вниз.

Вблизи основания цилиндра в струе газа возникает скачок уплотнения 5 [1, 5], и пограничный слой повторно отрывается от поверхности; об-



Фиг. 1

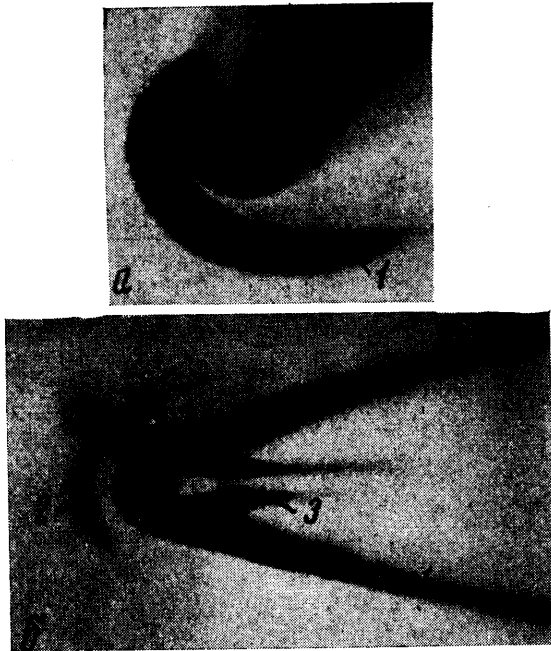


Фиг. 2

разуется очень узкая зона вторичного отрыва, в которой газ вращается в направлении, противоположном направлению вращения в основной зоне отрыва. На поверхности пластины, непосредственно перед цилиндром, образуется линия растекания P_1 (фиг. 2, $M=5$, $R=5 \cdot 10^5$). От нее часть газа течет по пластине вперед, навстречу невозмущенному потоку, а часть, совершая интенсивное вращательное движение, течет вдоль направляющей цилиндра назад. Двигаясь вдоль границы донной области (фиг. 2), эта часть газа проникает за горловину, вызывая значительное усиление теп-

лообмена за цилиндром (см. ниже). Течение газа непосредственно вблизи цилиндра трехмерное и в значительной мере определяется кривизной цилиндра.

Участок головной волны, расположенный позади цилиндра, также вызывает отрыв ламинарного пограничного слоя. Как и перед цилиндром, при этом образуется линия растекания P_1 (фиг. 2), которая располагается непосредственно за ударной волной. На линии растекания и вблизи нее резко возрастают напряжения трения. Об этом можно судить по длинным



Фиг. 3

штрихам, образующимся при размывании потоком краски, нанесенной перед экспериментом на поверхность пластины в виде отдельных точек (фиг. 2).

При течении от линии растекания P_1 к плоскости симметрии газ встречает новое «препятствие» в виде хвостового скачка. Перед хвостовым скачком пограничный слой вновь отрывается на линии стекания C_3 . В зоне отрыва величина напряжения трения резко уменьшается. Затем она вновь возрастает вблизи линии симметрии. За горловиной на линии симметрии или вблизи нее образуются линии растекания P_3 , на них происходит присоединение пограничного слоя, оторвавшегося перед хвостовыми скачками.

Для относительной длины зоны отрыва в плоскости симметрии l/d (l — расстояние от оси цилиндра до точки пересечения скачка уплотнения Z с поверхностью пластины) в данной работе получена эмпирическая зависимость: $l/d = 0.22 R^{1/4}$. Аналогичная зависимость получена для угла наклона θ границы зоны отрыва ($\theta = 160 R^{-1/4}$).

При исследовании теплообмена применялись плавящиеся термоиндикаторы, нечувствительные к изменению давления. Модели изготавливались из теплоизоляционного материала.

Рассмотрим сначала теплообмен при относительно больших значениях диаметра цилиндра, когда $d^* = d/\delta^* > 1$. На фиг. 3 приведены кинокадры,

полученные при испытании пластины с цилиндром в различные моменты времени ($M=6$, $R=5 \cdot 10^5$). Границы областей, в которых термоиндикатор расплавился (на фотографиях эти области черные), являются линиями равных значений коэффициента теплоотдачи — изокалорическими линиями. Коэффициент теплоотдачи достигает наибольших значений в узком полукольце, охватывающем основание цилиндра спереди (фиг. 3, а). Полукольцо за цилиндром раздваивается (фиг. 3, б). Здесь уровень значений коэффициента теплоотдачи несколько ниже, чем перед цилиндром. Усиление теплообмена за цилиндром происходит не только вблизи ударной волны, но и вблизи плоскости симметрии. Перед основным полукольцом образуется дополнительная полукольцевая область усиленного теплообмена.

Оптические исследования показали, что линия основного максимума (линия 1 на фиг. 3) расположена за ударной волной и практически совпадает с линией растекания P_1 . Линия 2 связана с образованием в зоне отрыва перед цилиндром локального максимума давления [1]. За цилиндром усиление теплообмена на линии 2 связано, по-видимому, с вторичным отрывом и продольным вихревым течением внутри основной зоны отрыва (на фиг. 2 за цилиндром видна линия стекания C_2 , соответствующая вторичному отрыву). Газ, вовлеченный в поперечное вихревое движение непосредственно перед цилиндром, интенсифицирует теплообмен на линии 3 вблизи цилиндра. Вдали от цилиндра интенсификация теплообмена на линии 3 связана с образованием линии растекания P_3 (фиг. 2). Эксперименты показали, что форма особых линий слабо зависит от числа Рейнольдса.

Всю область влияния цилиндра можно разбить на три зоны: перед цилиндром, за цилиндром вблизи ударной волны, за цилиндром вблизи плоскости симметрии (в следе). Рассмотрим количественные данные по теплообмену в каждой зоне при $d^* > 1$.

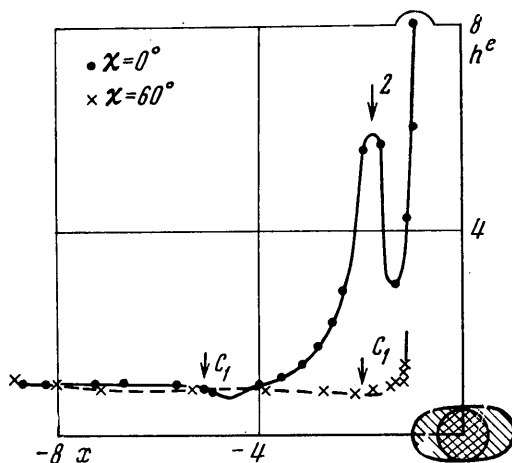
На фиг. 4 показано распределение относительного коэффициента теплоотдачи h^e на линии симметрии перед цилиндром ($h^e = h/h_e$, h — значение коэффициента теплоотдачи, полученное в опыте, h_e — расчетное значение коэффициента теплоотдачи в рассматриваемой точке на пластине при ламинарном течении в пограничном слое). Вдали перед цилиндром значения h^e близки к единице, что подтверждает ламинарное состояние пограничного слоя перед отрывом. Перед цилиндром, как уже отмечалось, наблюдается относительный максимум коэффициента теплоотдачи (точка 2 на фиг. 4). Расстояние от оси цилиндра до точки 2 изменяется от $1.7d$ при $R=1.1 \cdot 10^5$ до $2.1d$ при $R=1.1 \cdot 10^6$. Абсолютный максимум коэффициента теплоотдачи при $\chi=0$ достигается непосредственно перед цилиндром, на расстоянии $0.75-0.65d$ от его оси при $R=10^5 \div 10^6$. Здесь распределение коэффициента теплоотдачи носит резко выраженный «пикообразный» характер: при смещении от точки максимума на $\pm 0.05d$ коэффициент теплоотдачи уменьшается приблизительно в 2 раза. Максимальный коэффициент теплоотдачи может в десятки раз превышать значение коэффициента теплоотдачи на пластине без цилиндра (для фиг. 4 $h_{\max}^e = 21.4$, соответствующие точки не показаны).

При $d^* > 1$ величина коэффициента теплоотдачи на пластине вблизи передней образующей цилиндра определяется главным образом параметрами газа за ударной волной, образующейся перед цилиндром, и градиентом скорости на критической линии изолированного цилиндра. Течение газа в этой зоне существенно трехмерное. На фиг. 5 показана зависимость максимального значения относительного коэффициента теплоотдачи $h^o = h/h_o$ от величины d^* , полученная при $M=6$ (h_o — теоретическое значение коэффициента теплоотдачи на критической линии изолированного цилиндра; точки 1 соответствуют измерениям на пластине, точки 2 — на конусе). При $d^* \approx 1$ происходит резкое изменение величины h^o . При $d^* \geq 2$ зависимость, приведенная на фиг. 5, может быть приближенно описана линей-

ным соотношением

$$(1.1) \quad h^{\circ} = a + bd^*$$

где $a=1.26$, $b=0.095$. Используя известные выражения для толщины вытеснения пограничного слоя на пластине δ^* ($\delta^*/x_0=1.72 R^{-1/2}$ без учета

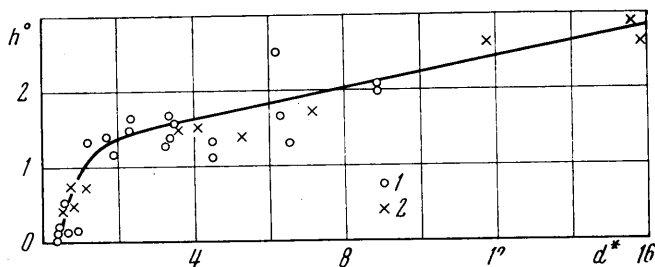


Фиг. 4

сжимаемости), для коэффициентов теплоотдачи на пластине без препятствия (h_e) и на критической линии цилиндра (h_0) соотношение (1.1) можно представить в следующем виде:

$$(1.2) \quad h^e \approx 2.8 \sqrt{\frac{\rho_0' \mu_0'}{\rho_e \mu_e}} \left(\frac{a}{\sqrt{d^{\circ}}} + \frac{b\sqrt{R}}{1.72} \sqrt{d^{\circ}} \right)$$

Здесь $d^{\circ} = d/x_0$; ρ_0' , μ_0' — плотность и вязкость заторможенного воздуха за прямым скачком уплотнения; ρ_e , μ_e — плотность и вязкость воздуха на внешней границе пограничного слоя пластины. Если предположить, что



Фиг. 5

коэффициенты a и b слабо зависят от числа Маха, то получится, что величина h^e изменяется приблизительно пропорционально числу Маха. Действительно, приняв для оценки, что вязкость изменяется пропорционально температуре, приходим к выводу, что с увеличением числа Маха величина h^e возрастает пропорционально $\sqrt{p_0'}/\rho_e$, где p_0' — полное давление за пря-

мым скачком уплотнения. В свою очередь, p_0'/p_e при гиперзвуковых скоростях изменяется пропорционально M^2 .

Зависимость величины h^e от d^o немонотонная, как видно из выражения (1.2), с увеличением d^o величина h^e уменьшается при малых значениях d^o и возрастает при больших значениях d^o . Соотношение (1.2) справедливо лишь при значениях $d^o \geq 3.44/\sqrt{R}$, когда $d^* \geq 2$.

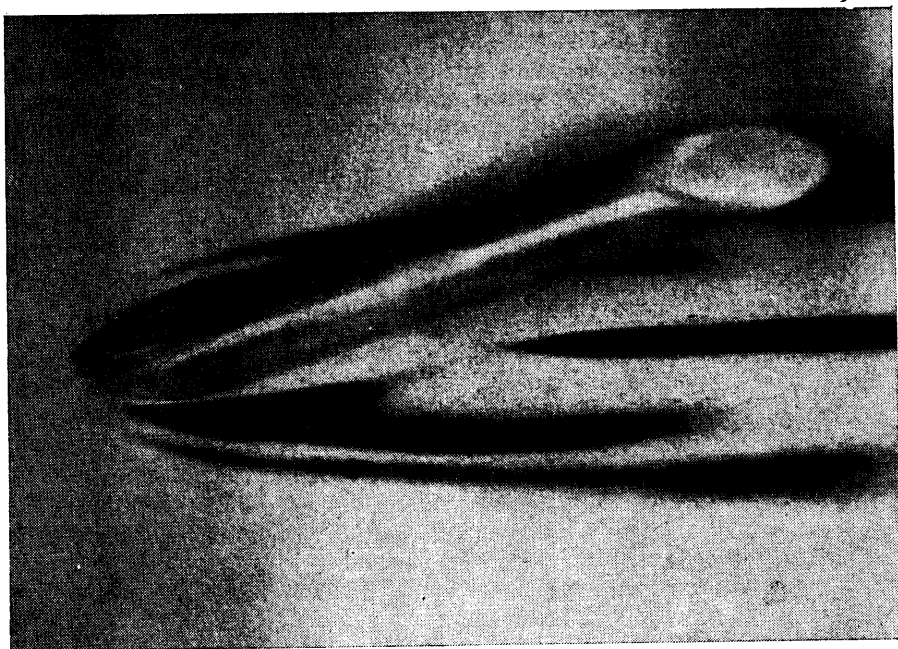
Перейдем к рассмотрению теплообмена за цилиндром вблизи ударной волны. Если $d^* \gg 1$, то линейные размеры, характеризующие форму ударной волны (радиус ее кривизны или расстояние от ударной волны до плоскости симметрии), во много раз превышают толщину пограничного слоя. Эксперименты показали, что в этом случае взаимодействие ударной волны за цилиндром носит в основном двумерный характер. Оно слабо зависит от кривизны волны и определяется главным образом местным наклоном ударной волны и местным числом Рейнольдса, рассчитанным по расстоянию от передней кромки пластины. Это подтверждается результатами измерения относительного коэффициента теплоотдачи h^e на линии основного максимума за ударной волной, проведенного при $M=5$, $R=5 \cdot 10^5$ и различных величинах диаметра цилиндра d ($d=1.5 \div 10$ мм; $d^o=0.03 \div 0.20$). Оказалось, что для всех цилиндров получается приблизительно одинаковое распределение величины h^e в зависимости от $x^o=x/d$ (x — расстояние от оси цилиндра). Максимальное отклонение от среднего значения $\sim 20\%$, причем отклонения носят нерегулярный характер. Влияние ударной волны на теплообмен остается сильным даже на значительном удалении от цилиндра: $h^e \approx 4.5$ при $x^o=15$.

Когда диаметр цилиндра становится меньше толщины пограничного слоя, течение газа существенно изменяется. При малых значениях d^* повышение давления, вызываемое ударной волной, ослабляется по мере приближения к поверхности пластины. Кроме того, отношение длины зоны отрыва к толщине пограничного слоя при этом значительно меньше, чем при больших значениях d^* . Поэтому газ в зоне смешения не успевает приобрести высокие значения скорости и температуры. Все это ослабляет теплообмен при малых значениях параметра d^* . При $d^* < 1$ величина $h^o < 1$ (фиг. 5), однако во всех проведенных экспериментах коэффициент теплоотдачи перед цилиндром во много раз превышал коэффициент теплоотдачи на пластине без цилиндра, т. е. $h^e \gg 1$ (минимальное значение параметра $d^*=0.3$).

При малых значениях параметра d^* картина распределения тепловых потоков, наблюдаемая с помощью термоиндикаторов при малых абсолютных размерах цилиндра ($d=0.5$ мм), значительно проще, чем при больших. При малых значениях d^* образуется одна область усиленного теплообмена, которая охватывает цилиндр спереди и распространяется за ним в виде двух узких полос, расходящихся под малым углом ($\sim 13^\circ$). Линия максимальной теплоотдачи располагается при малых значениях d^* значительно ближе к линии симметрии, чем при больших значениях d^* .

2. Пластина со стреловидным цилиндром ($\chi \neq 0$). При отрицательном угле стреловидности (при наклоне цилиндра вперед) течение перед цилиндром сходно с течением при $\chi=0$; перед цилиндром образуется развитая зона отрыва с линией растекания и обратными токами. При $\chi > 0$ по мере увеличения угла стреловидности течение на пластине перед цилиндром перестраивается: длина зоны отрыва уменьшается, что уже отмечалось в [2]; при $\chi \geq 45^\circ$ головная волна, образующаяся перед цилиндром, доходит практически до поверхности пластины, и зона отрыва на теневых снимках не обнаруживается. Визуализация течения с помощью размываемой краски, нанесенной в виде точек, показала, что напряжение трения

на пластине уменьшается по мере приближения к цилиндру спереди, как и при развитом отрыве. При $\chi=60^\circ$ область малых напряжений трения доходит практически до передней образующей цилиндра. Визуализация течения с помощью жидкой пленки показала, что и при $\chi=60^\circ$ образуется линия отрыва. Однако длина зоны отрыва в плоскости симметрии перед цилиндром невелика — порядка толщины пограничного слоя. Такой вырожденный отрыв практически не влияет на внешнее течение газа.



Фиг. 6

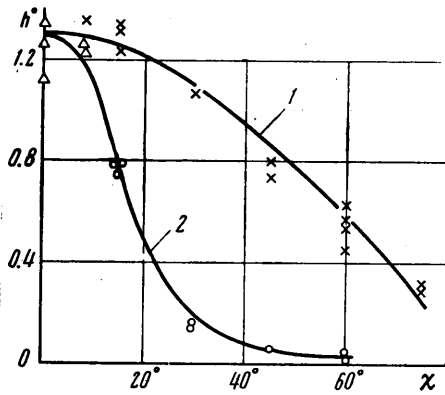
Обращает на себя внимание качественное отличие течения вблизи цилиндрического препятствия от течения вблизи двумерного или осесимметричного препятствия. При обтекании цилиндрического препятствия развитая зона отрыва образуется лишь при $\chi < 45^\circ$, а при обтекании конического щитка, установленного на продольно обтекаемом цилиндре ($\alpha=0$), в тех же условиях отрыв пограничного слоя происходит уже при угле наклона препятствия (щитка) 10° , что соответствует углу стреловидности 80° [6]. Уменьшение длины зоны отрыва и вырождение ее при пространственном обтекании препятствия обусловлено поперечным растеканием газа перед ним.

У боковых образующих и позади цилиндра течение на пластине даже при большом угле стреловидности качественно такое же, как при $\chi=0$: происходит отрыв пограничного слоя перед головной волной и хвостовыми скачками, образуются линии растекания вблизи головной волны и в плоскости симметрии. За цилиндром из-за малой кривизны ударной волны трехмерность течения сказывается значительно слабее, чем перед цилиндром.

Перестройка течения перед цилиндром при $\chi > 0$ приводит к резкому изменению характера теплообмена вблизи него. При больших углах стреловидности наиболее интенсивный теплообмен наблюдается не

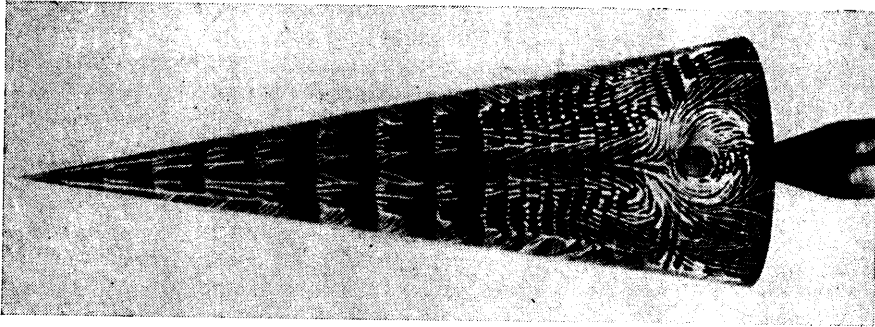
перед цилиндром, как при $\chi=0$, а у его боковых образующих (фиг. 6, $M=6$, $R=5 \cdot 10^5$, $\chi=60^\circ$). При $\chi=60^\circ$ перед цилиндром происходит лишь небольшое увеличение коэффициента теплоотдачи (фиг. 4, $M=6$, $R=5 \cdot 10^5$).

На фиг. 7 показана зависимость максимального относительного коэффициента теплоотдачи вблизи цилиндра (кривая 1) и наибольшего относительного коэффициента теплоотдачи в плоскости симметрии перед цилиндром (кривая 2) от угла стреловидности (χ). Зависимость максимального коэффициента теплоотдачи от угла стреловидности может быть приближенно описана простой формулой ($h^\circ = k(\cos \chi)^{1.15}$). Эта зависимость близка по виду к зависимости коэффициента теплоотдачи на критической линии изолированного скользящего цилиндра (h_χ) от угла скольжения: $h_\chi \sim \cos \chi$ [7]. Для условий испытаний, соответствующих фиг. 7, коэффициент $k=1.3$. Для других условий этот коэффициент может быть принят равным величине h° при $\chi=0$ и определен по соотношению (1.1) или по фиг. 5.



Фиг. 7

Позади цилиндра при $\chi=60^\circ$ наблюдаются те же качественные особенности теплообмена (фиг. 6), что и при $\chi=0$.



Фиг. 8

3. Конус с цилиндрическим препятствием. Течение газа вблизи цилиндрического препятствия на конусе при нулевом угле атаки аналогично течению на пластине. Зависимость относительной длины зоны отрыва от местного числа Рейнольдса для конуса практически совпадает с аналогичной зависимостью для пластины. Угол наклона скачка уплотнения, индуцированного зоной отрыва, на конусе несколько меньше, чем на пластине (на 20–30%).

При углах атаки, отличных от нуля, течение вблизи цилиндрического препятствия существенно зависит от расположения цилиндра. Если цилиндр расположен на наветренной образующей конуса, то течение на поверхности конуса при $\alpha \neq 0$ качественно не отличается от течения при $\alpha=0$. Однако увеличение угла атаки приводит к сокращению зоны отрыва. Оно связано главным образом с боковым растеканием газа из зоны отрыва под действием перепада давлений на наветренной и боковой образующих конуса.

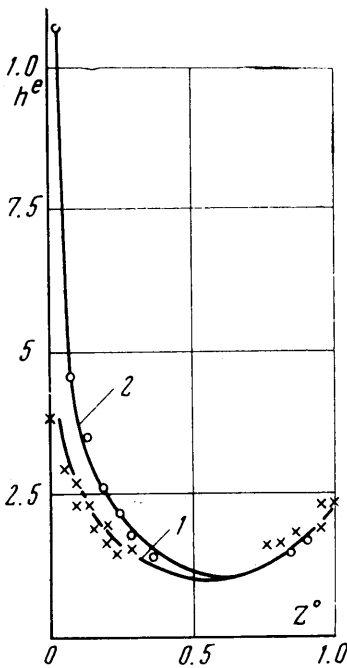
Линия основного максимума коэффициента теплоотдачи (линия 1) на поверхности конуса при $\alpha \geq 0$ имеет приблизительно такую же форму, как на поверхности пластины (в случае конуса имеется в виду проекция линии 1 на диаметрально плоскость).

Максимальная относительная величина коэффициента теплоотдачи на конусе (h°) при $\alpha=0$ близка к аналогичной величине для пластины. Это видно из фиг. 5 (для конуса точки 2, число Рейнольдса R и коэффициент теплоотдачи на критической линии изолированного цилиндра h_0 вычислялись по параметрам невязкого потока у поверхности конуса).

Если цилиндр расположен на подветренной образующей конуса, то течение газа вблизи цилиндра качественно отличается от течения при нулевом угле атаки в тех же условиях. Рассмотрим в качестве примера течение газа на конусе с полууглом при вершине $\theta_k=10^\circ$ при угле атаки $\alpha=20^\circ$. Известно, что при $\alpha \geq \theta_k$ на подветренной поверхности конуса (без цилиндра) происходит отрыв пограничного слоя. На фиг. 8 отчетливо видны линии отрыва у боковых образующих конуса. В плоскости симметрии происходит присоединение оторвавшегося потока; здесь образуется линия растекания. Теневая фотография показывает, что в зоне присоединенного течения при $\alpha=20^\circ$ скорость газа у подветренной поверхности не превышает скорость звука. При обтекании цилиндрического препятствия дозвуковым (или околосзвуковым) потоком присоединенное течение сохраняется почти до самого цилиндра. Лишь непосредственно перед ним образуется узкая зона обратного течения. При обтекании цилиндра поток резко расширяется. За цилиндром образуется развитая зона отрыва, однако без горловины и хвостовых скачков (фиг. 8), характерных для сверхзвукового течения.

На фиг. 9 показано распределение относительного коэффициента теплоотдачи h° на подветренной поверхности конуса в поперечном сечении, проходящем через переднюю образующую цилиндра при числе $M=6$, $R=2.6 \cdot 10^5$

($\theta_k=10^\circ$, $\alpha=20^\circ$, $h^\circ=h/h_e$, h_e — расчетное значение коэффициента теплоотдачи для продольно обтекаемой пластины при ламинарном состоянии пограничного слоя, $z^\circ=z/r$, z — расстояние от рассматриваемой точки до плоскости симметрии, r — радиус сечения). В отсутствие цилиндра (кривая 1) в плоскости симметрии, т. е. на линии присоединения оторвавшегося потока, происходит повышение коэффициента теплоотдачи. При наличии цилиндра (кривая 2) перед ним происходит дополнительное усиление теплообмена. Однако область влияния цилиндра на теплообмен на подветренной поверхности конуса при $\alpha=20^\circ$ значительно меньше, чем при $\alpha=0$. Максимальная величина коэффициента теплоотдачи перед цилиндром на подветренной поверхности конуса при $\alpha=20^\circ$ приблизительно на порядок меньше, чем при $\alpha=0$, при одинаковых значениях местного числа Рейнольдса.



Фиг. 9

Поступила 31 X 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А.* Обтекание цилиндрического препятствия на пластине сверхзвуковым потоком газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
 2. *Войтенко Д. М., Зубков А. И., Панов Ю. А.* Обтекание наклонного препятствия сверхзвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 6.
 3. *Burbank P. B., Newlander D. A., Collins.* Heat transfer and pressure measurements of a flat plate surface and heat transfer measurements on attached protuberances in a supersonic turbulent boundary layer at Mach numbers of 2,65; 3,51 and 4,44. NASA T.N.D-1372, 1962.
 4. *Guillaume R., Guffrou D., Larquier R.* Comportement de la couche limite hypersonique a l'émplanture d'un cylinder sur une plaque. I.M.T. Marseille. C.E.V. Istres, 1966.
 5. *Авдеевский В. С., Медведев К. И.* Физические особенности течения в трехмерных отрывных зонах. Сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1. М., «Энергия», 1968.
 6. *Боровой В. Я., Харченко В. Н.* Экспериментальное исследование срывного течения газа на осесимметричном теле с коническим щитком. В сб. «Аэродинамическое нагревание при гиперзвуковых скоростях потока». Тр. ЦАГИ, 1968, вып. 1106.
 7. *Reshotko E.* Heat transfer to a yawed infinite cylinder in compressible flow. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford, Cal., Prep. N 13, 1956.
-