

ТЕЧЕНИЕ В ДОННОЙ ОБЛАСТИ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ.

С. П. ИСАЕВ, А. И. ШВЕЦ

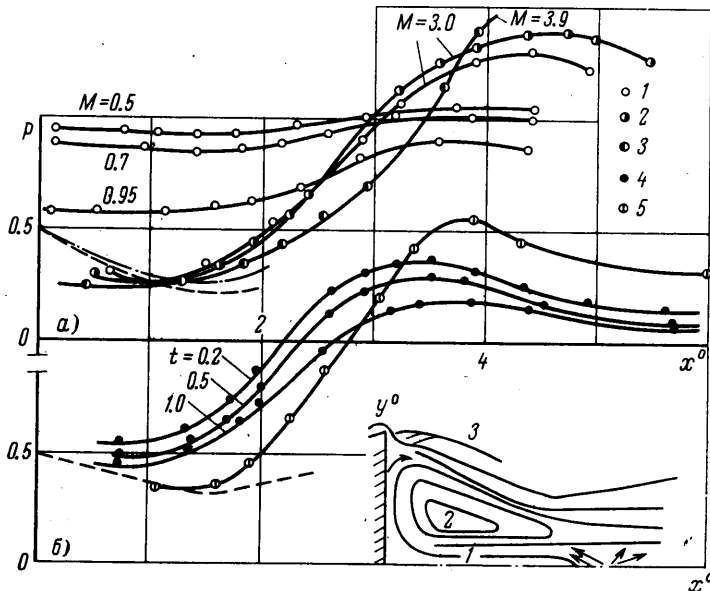
(Москва)

В работе изложены результаты исследований структуры течения за коническими и секторными телами.

В аэродинамической трубе испытывались модели острых и затупленных конусов с величинами полууглов при вершине конуса $\theta = 10, 20$ и 30° . Диаметр донного среза конусов был равен 130 мм. Модели секторных тел представляли собой сопряжение обратного усеченного конуса с углом конусности 8° с головными частями в виде шаровых сегментов с отношениями $t = h/R$, равными 0,2, 0,5 и 1,0. Диаметр большего основания конуса равен 120 мм, длина усеченного конуса 120 мм.

Числа Рейнольдса, отнесенные к 0,1 м и определенные по параметрам набегающего потока, изменялись от $1,2 \cdot 10^6$ до $3,0 \cdot 10^6$. На задней кромке испытанных тел реализовался турбулентный пограничный слой.

При помощи донной дренированной державки с относительным диаметром $d_0 = d/D = 0,27$ были измерены величины статического давления вдоль следа. Для конических моделей (фиг. 1, а) в зоне циркуляционного

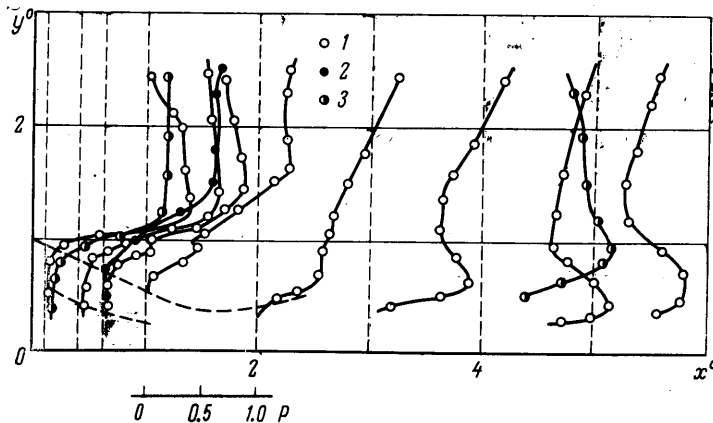


Фиг. 1

течения статическое давление сохраняется почти постоянным. Увеличение угла конусности ($\theta = 10^\circ - 1$, $\theta = 20^\circ - 2$) повышает статическое давление дальше по следу и несколько отодвигает назад район максимального давления. На этом и последующих графиках для упрощения фигур нанесены только некоторые из полученных экспериментальных точек. Положение точки торможения, определенной по равенству полных и статических давлений, равно $x^0 = x/R \approx 2,2$, а по данным визуализации —

$x^0 = 1.7$. Пунктирной кривой нанесены границы следа по оптическим измерениям, штрих-пунктирной — по данным визуализации. Давление начинает повышаться перед горлом и точкой нулевой скорости, а заканчивает повышаться на расстоянии более двух калибров от донного среза. В области повышения давления значения $P = P_1/P_\infty$ (P_1 — статическое давление, измеренное на поверхности державки, P_∞ — статическое давление невозмущенного потока) для числа $M = 3.9$ ($\theta = 10^\circ - 3$) возрастают более резко, чем для числа $M = 3.0$.

В диапазоне дозвуковых скоростей зависимости $P = f(x^0)$ имеют вид пологих кривых с небольшим повышением при $x^0 > 2$. При $M < 0.8$ на-



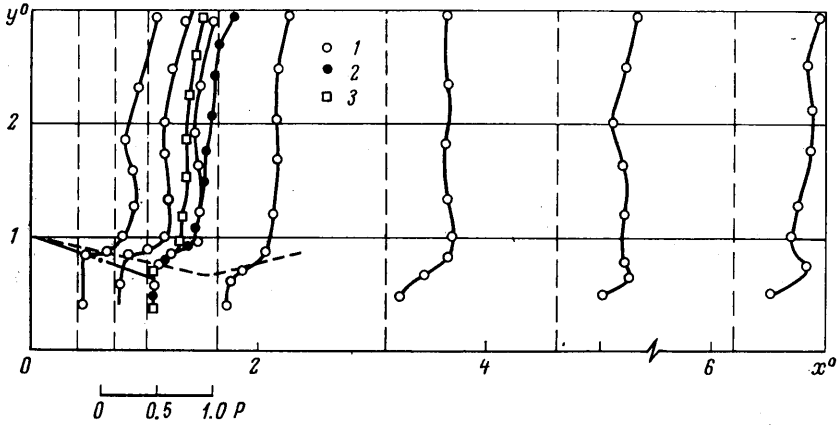
Фиг. 2

блюдается уменьшение давления на расстоянии до двух калибров по мере увеличения угла конусности.

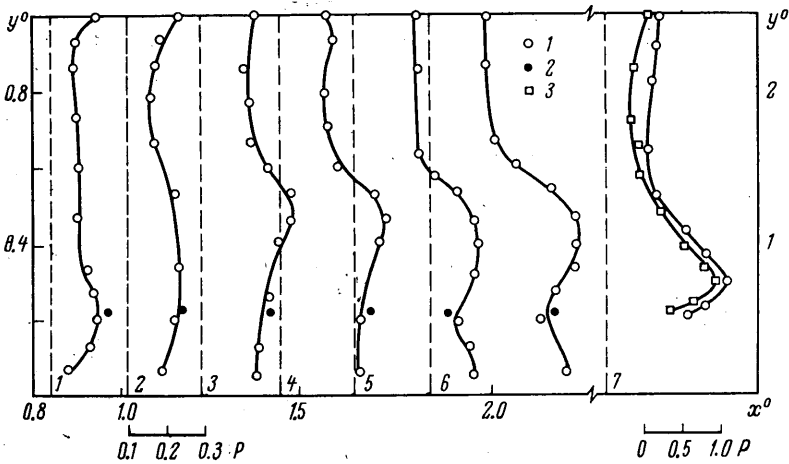
Увеличение радиуса затупления головной части секторного тела ($M = 3$, фиг. 1, б) приводит к возрастанию давления в ближней части следа, а область максимального давления перемещается в сторону дна. Далее по следу давление снижается и на расстоянии, примерно равном пяти калибрам, величина давления в следе приближается к давлению невозмущенного потока. Горло следа (пунктир) располагается на удалении $x^0 = 1.6$ от дна модели. Для плоского диска (кривая 5) величина максимального статического давления в следе в полтора раза превышает статическое давление в невозмущенном потоке.

Перейдем к рассмотрению профилей полных давлений за острыми и затупленными телами, закрепленными на донной державке с $d_0 = 0.23$. Измерения полных давлений производились с помощью насадка полного давления, связанного с координатником. На фиг. 2 представлены эпюры полных давлений $P^0 = P_2/P_3$ (P_2 — давление, измеренное трубкой Пито, P_3 — полное давление за прямым скачком в невозмущенном потоке) для конуса с $\theta = 10^\circ$ при числе $M = 3$ (кривые 1). Измерения производились в восьми сечениях, отмеченных на графике пунктирными линиями. В области циркуляционного течения нанесена линия нулевых скоростей (пунктирная), определенная по результатам измерения давления и по данным визуализации. В первых четырех сечениях область максимального значения давления удаляется от оси следа по мере увеличения величины x^0 . В волне разрежения увеличение угла θ приводит к возрастанию величины P^0 , а затупление конуса снижает величину полных давлений в слое смешения (затупление 0.6, сечение $x^0 = 0.62$ (кривая 2)).

В третьем и четвертом сечениях при значении $y^0 \approx 0.85$ наблюдается местный изгиб кривых давления, который является следом краевого скачка уплотнения. Начиная от района горла, имеет место плавное повышение давления от центра к периферии и вблизи оси следа появляется пик давления. Уменьшение угла полураствора конуса вызывает возрастание пика давления.



Фиг. 3



Фиг. 4

На графике нанесены эпюры давления для конуса с $\theta = 10^\circ$ при числе $M = 2.0$ для сечений $x^0 = 0.1$ и 4.0 (кривая 3). В волне разрежения уменьшение числа M снижает величину P^0 , а пик давления за горлом располагается несколько дальше от оси следа.

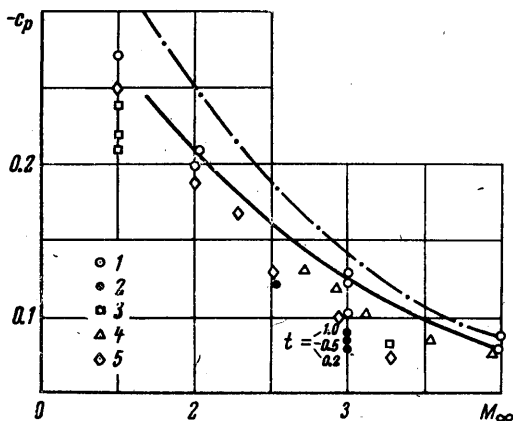
Рассмотрим графики распределения давления в семи сечениях (фиг. 3), нормальных к оси секторного тела с $t = 0.2$, при числе $M = 3$ (кривые 1). Штрих-пунктирной кривой обозначена внутренняя граница зоны смешения, построенная по эпюрам давления в предположении, что граница этой зоны соответствует началу повышения давления. В первых четырех сечениях, начиная от внутренней границы зоны смешения, давление возрастает до значения $y^0 = 0.8 \div 1.2$, причем по мере удаления от донного среза рост давления заканчивается на меньшем расстоянии от оси. В сечениях, расположенных за горлом следа, характерным является возникно-

вление пика давления вблизи оси следа, хотя по сравнению с коническими телами это возрастание давления значительно слабее. Различие в характере течения за острыми и затупленными телами заключается в относительном влиянии вязкой и невязкой части следа. В случае обтекания тонких заостренных тел характер течения в значительной мере определяется пограничным слоем, а при обтекании затупленных тел основное влияние оказывает форма головной ударной волны.

Влияние формы затупления секторного тела выражается в незначительном уменьшении давления в зоне циркуляционного течения и в повышении величины P^0 на 10 ÷ 20% для $y^0 \geq 1.6$ при переходе от эллипсоида с $t = 0.2$ к сферической головной части ($t = 1 - 2$). Увеличение числа M до 3.9 снижает величину P^0 в волне разрежения (кривая 3, сечение $x^0 = 1$).

Эпюры статических давлений для конуса с $\theta = 10^\circ$ при числе $M = 3$ представлены на фиг. 4 (1). Конус устанавливался на тонких боковых подвесках ромбического сечения с относительной толщиной 0.1. Статические давления измерялись с помощью трапецевидной пластины толщиной 4 мм и шириной 40 мм, наружные стороны которой с одной стороны имели клиновидный скос в 20° . Отверстия располагались в середине плоской стороны пластины. Измерения производились в семи сечениях. Для первых шести сечений пунктирная линия соответствует давлению 0.1. В зоне циркуляционного течения статическое давление изменяется незначительно. Начиная от района горла, намечается некоторое уменьшение давления по мере удаления от оси до $y^0 = 0.2$, затем давление возрастает и достигает максимума при $y^0 = 0.3 \div 0.5$ с последующим снижением и выравниванием за границей следа. Величины P , полученные на донной державке, обозначены 2. В сечении 7 при $x^0 = 6$ приведены величины статических давлений и для конуса с $\theta = 10^\circ$ и для конуса с $\theta = 30^\circ$ (3). Характерным является повышение статических давлений вблизи оси следа, как и полных давлений.

Величина среднего донного давления измерялась на моделях, закрепленных на тонких боковых пилонах. На фиг. 5 данные измерений (конус $\theta = 10^\circ$ на пилонах — 1,



Фиг. 5

секторные тела — 2) сравниваются с результатами предыдущих испытаний затупленных тел — 3 [1], а также с данными работ [2, 3], полученными при испытаниях в свободном поле — 4 и в аэродинамических трубах — 5. Увеличение радиуса головной части секторного тела приводит к возрастанию донного давления, так же как и сильное затупление конуса.

Экспериментальные значения донного давления сравниваются с теоретическими, рассчитанными по методу Корста — Тагирова [4]. Расчет проводился для случая равенства нулю начальной толщины пограничного слоя $\delta_1 = 0$. Вследствие этого предположения течение будет автомодельно, т. е. профиль скорости в зоне смещения зависит от безмерной ординаты $\eta = \sigma y / x$.

$$\varphi = \frac{u}{u_2} = \frac{1}{2}(1 + \operatorname{erf} \eta)$$

где σ — масштабный коэффициент, u_2 — скорость на границе зоны смещения. В расчетах были использованы таблицы свободных поверхностей для конусов, приведенные в работе Б. С. Кирясова. Коэффициент турбулентного перемешивания α ,

характеризующий расширение струи, определялся из соотношения работы [5]

$$\frac{\sigma}{\sigma^*} = \{R [1 + \beta(1 + C_0^2)]\}^{-1}$$

Здесь σ^* — значение σ для несжимаемой жидкости; R — некоторая функция, зависящая от C_0 ; $R = 0.24$ при $C_0^2 > 0.8$. Рассматривалось изотермическое турбулентное струйное течение в зоне смешения, т. е.

$$\beta = T_0^* / T_1 = 1$$

где T_0^* — температура торможения, T_1 — донная температура. На основании предложенной в работе [4] гипотезы о возникновении скачка уплотнения в том сечении, где линия с нулевой скоростью достигает оси, определялись сечения, в которых возникает скачок уплотнения. Координаты точки возникновения скачка r , x и ψ_2 , η_m находились подбором указанных величин для свободной поверхности, добиваясь выполнения равенства

$$\eta_m + 2 - \frac{\sigma}{\cos \psi_2} \frac{r}{x} = 0$$

Используя соотношения на скачке для плоского и осесимметричного течений по известным M_2 и ψ_2 , находили отношения давлений $a_1 = P_2 / P_3$. Безразмерные ординаты линии постоянных масс, т. е. линии тока, отделяющей массу набегающего потока от массы застойной зоны, определялись графически из уравнения

$$\begin{aligned} & \left(\sigma \frac{r}{x} - \eta_m \cos \psi_2 \right) (I_{1R} - I_{1j}) + \cos \psi_2 \times \\ & \quad \times (I_{4R} - I_{4j}) = \\ & = \left(\sigma \frac{r}{x} - \eta_m \cos \psi_2 \right) I_{2R} + \cos \psi_2 I_{3R} \end{aligned}$$

Из условия изотермического торможения на линии постоянных масс следует:

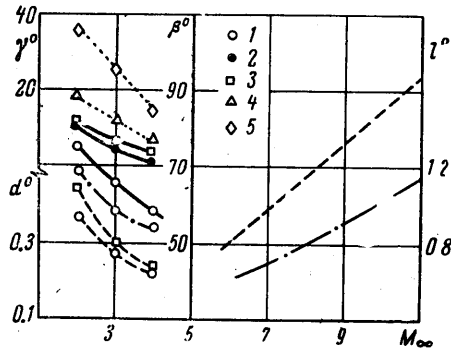
$$a_2 = P_{j3}^* / P_3$$

Расчет проводился методом проб, в итоге добивались выполнения равенства $a_1 = a_2$.

Были проведены расчеты для конуса с углом полураствора 10° . На фиг. 5 нанесены расчетные кривые: с использованием формул для плоского (сплошная линия) и для осесимметричного потока (штрих-пунктир). Расчет, проведенный для осесимметричного потока, дает более низкие значения давлений, чем в эксперименте. Если при расчете учесть толщину начального пограничного слоя, то величина донного давления получится больше и совпадение с экспериментом улучшится.

Рассмотрим конфигурацию ближнего следа, измеренную по тепловым фотографиям. Зависимости угла между границей застойной зоны и донным срезом β (сплошные кривые), диаметра горла следа $d^0 = d/D$ (штрих-пунктир) и расстояния от дна до горла $l^0 = l/D$ (пунктир) от числа M_∞ даны на фиг. 6. Данные, полученные при обтекании конуса с углом полураствора 10° , закрепленного на тонких боковых подвесках, обозначены 1, конуса на донной державке ($d_0 = 0.2 \div 0.27$) — 2 и секторного тела ($t = 0.2$) на донной державке — 3. На этом же графике приведены величины угла поворота потока в области хвостового скачка γ для конуса с $\theta = 10^\circ$, установленного на боковых подвесках (кривая 4).

Увеличение угла полураствора и степени затупления конуса дает малое возрастание донного давления, и влияние этих параметров проявляется на незначительном росте величин d^0 , l^0 и β . Так, например, при $M = 2$ возрастание угла полураствора конуса от 10 до 30° вызывает увеличение диаметра горла на $\sim 15\%$. Донная державка расширяет границы донной



Фиг. 6

области, при этом значение угла β для конуса с $\theta = 10^\circ$ возрастает на 10%, а величина d^0 увеличивается на 20% и горло следа удаляется.

Представляет интерес изменение влияния числа M на течение в следе при переходе к гиперзвуковым скоростям.

Исследование ближнего следа за острыми и затупленными конусами при гиперзвуковых скоростях было выполнено Валдбуссером [6]. Течение в этих экспериментах было ламинарным, число $R = 6 \cdot 10^4 \div 1.2 \cdot 10^6$, влияние формы тела не обнаружено. Зависимость положения горла следа за конусом с $\theta = 10^\circ$ при числе $M = 5.2$ от R получена Кохом [7], так, например, увеличение числа R от $3.8 \cdot 10^4$ до $4.6 \cdot 10^6$ уменьшает величину l^0 от 11 до 2 и величину d^0 от 0.8 до 0.3. На фиг. 6 нанесены данные испытаний моделей на баллистических трассах [8], взятые при значении числа $R = 1 \cdot 10^6$: штрих-пунктиром — величина d^0 и пунктиром — l^0 . Исследования распределения давления вдоль оси следа и геометрии донной области для различных тел в широком диапазоне чисел M были выполнены А. С. Бойко и В. С. Трусовым.

Как следует из графика, приведенного на фиг. 6, для умеренных сверхзвуковых скоростей увеличение числа M приводит к уменьшению величины β , сужению горла следа и приближению горла к дну модели, а для гиперзвуковых — к увеличению величин β , d^0 и l^0 . Известные результаты по уменьшению донного давления от $M > 1$ до $M \approx 5$ и последующему возрастанию его по мере роста числа M и полученные данные по геометрии следа свидетельствуют о том, что при переходе к гиперзвуковым скоростям происходит изменение влияния числа M на весь характер течения в ближнем следе.

На фиг. 6 нанесены значения угла β между краевым скачком и донным срезом \bar{b} для моделей конусов, закрепленных на донных державках. Угол полураствора конуса незначительно влияет на положение краевого скачка. Интенсивность скачка определяется величиной восстановления давления в перерасширенной сверхзвуковой области вязкого слоя и в невязком потоке до величины донного давления. Для чисел $M = 2 \div 4$ рост числа M вызывает поворот краевого скачка к оси, а при гиперзвуковых скоростях увеличение скорости набегающего потока поворачивает крайевой скачок наружу.

Можно отметить, что аналогичная картина имеет место и при обтекании плоских тел. Данные экспериментов, полученные при обтекании клиньев, свидетельствуют о том, что при числах $M = 2 \div 4$ рост числа M приводит к повороту скачка к оси. Например, при обтекании клина с полууглом $\theta = 30^\circ$, увеличение числа M от 3 до 3.8 изменяет угол скачка от 88 до 78° . В этих испытаниях было также обнаружено влияние угла полураствора клина на положение краевого скачка. При числе $M = 3$ увеличение угла полураствора клина вызывает отклонение скачка наружу. Для клина с $\theta = 15^\circ$ значение $\beta = 84^\circ$, с $\theta = 20^\circ$ — $\beta = 86^\circ$, с $\theta = 30^\circ$ — $\beta = 88^\circ$.

В работе [8] было показано, что в застойной зоне за телом существуют интенсивная центральная струя 1, идущая из области сжатия в районе горловины следа ко дну конуса, и торoidalное вихревое течение 2, расположенное между центральной струей и струйной границей застойной зоны (фиг. 1). Скорость в возвратной струе достигает $M = 0.8$.

В последующих экспериментах были получены дополнительные сведения о структуре течения в застойной зоне с помощью пластин, покрытых визуализирующим составом. Пластина нарушает осесимметричность течения, однако основные черты течения сохраняются, что позволяет качественно уточнить некоторые физические особенности схемы течения, присутствующие обтеканию тел с невозмущенной донной областью.

На наружной части донного среза сходится внешний вязкий поток, разворачившийся на кромке конуса, с внутренним циркуляционным течением

ем. На фотографиях пластин, укрепленных за дном конуса, видна линия раздела внешнего и внутреннего течений, которая начинается не на кромке, а на расстоянии $0.02R$ от нее. После разворота поток направлен к оси следа. Давление на теле непосредственно за угловой точкой вследствие перерасширения потока меньше рассчитанного с помощью теории Прандтля — Майера. Повышение давления от перерасширенного за кромкой до донного вызывает отрыв слоя, движущегося к центру дна, на расстоянии в несколько толщин пограничного слоя от кромки.

Несмотря на удовлетворительные результаты, полученные вихревым методом характеристик [9], на расстоянии в несколько толщин пограничного слоя вниз по потоку, вблизи угла течение определяется вязкими силами, и они оказываются достаточными, чтобы вызвать смещение точки отрыва [10, 11].

На донном срезе конуса без пластины, укрепленного на пилонках, видны линии, которые расходятся по радиусам от центра дна. Эти линии обрываются, не доходя до кромки. Обращает на себя внимание кольцевая зона отрыва потока ($r/R = 0.8 \div 0.9$). Возможно, что в этой зоне отрыва существуют еще два вихревых кольца, необходимых для согласования векторов скоростей сходящихся потоков. Таким образом, внешний вязкий поток не отрывается от кромки конуса, а, разворачиваясь на ней, направляется к оси симметрии и огибает локальную кольцевую зону отрыва. Точка отрыва внешнего потока находится не на кромке конуса, а на донном срезе на внешней границе кольцевой зоны отрыва, точка отрыва внутреннего радиального течения — на внутренней границе этой зоны.

Центральная струя тормозится вблизи дна и растекается в радиальных направлениях, попадая в струйную границу. В центральной части донного среза ($y^0 = 0.2 \div 0.6$) линии тока радиального течения отходят от дна и образуют линию обтекания ($x/R = 0.2$), расположенную параллельно донному срезу. При наличии пластины за дном образуется некоторая аналогия с обтеканием обратного уступа, и может образоваться внутренний вихрь с направлением течения, противоположным основному торроидальному вихрю.

На фотографиях пластин видно, что разделяющая линия тока внешнего и циркуляционного течений на начальном участке вблизи задней кромки вогнута к оси модели. На некоторых пластинах заметен также след краевого скачка. Так, например, для конуса $\theta = 20^\circ$ при числе $M = 3$ угол, образованный скачком, с плоскостью донного среза равен 86° . Судя по отпечатку, максимальная интенсивность скачка достигается на расстоянии $0.3 \div 0.8R$ от дна модели.

Схема образования краевого скачка уплотнения впервые была описана в работе Вайнбаума [9]. Волны разрежения, возникающие на задней кромке тела, отражаются от донной области волнами сжатия, пересекаются и образуют краевой скачок. Однако из результатов экспериментов Хама [11] следует, что краевой скачок возникает внутри вязкого слоя и очень близко к поверхности тела. Это не согласуется с теорией невязкого завихренного течения [9]. В последней работе Вайнбаума [12] также указывается на существенную роль вязкого разворота перерасширенного потока.

Отмеченная на фотографиях вогнутая к оси линия раздела связана с поворотом потока на кромке, смещением точки отрыва и дальнейшим разворотом потока в направлении внешнего течения. При обтекании внешним потоком вогнутой поверхности возникают волны сжатия, которые, соединяясь, образуют начало краевого скачка аналогично скачку перед отрывом пограничного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панов Ю. А., Швец А. И. Исследование донного давления вблизи задней кромки осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. Прикл. механ., 1966, № 6.
2. Chapman D. R. An analyses of base pressure at supersonic velocities and comparison with experiment, NASA Rept, 1951, No. 1051.
3. Хорнер С., Чемпен Д., Перкинс Э., Уик Я., К вопросу о донном вакууме. Вопр. ракетн. техн., 1954, № 3.
4. Тагиров Р. К. Определение донного давления и донной температуры при внезапном расширении звукового или сверхзвукового потоков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1961, № 5.
5. Chanparagada R. S. Compressible jet spread parameter for maixing zone analyses. AIAA Journal, 1963, No. 9.
6. Waldbusser E. Geometry of the near wake of pointed and blunt hypersonic cones, AIAA Journal, 1966, No. 10.
7. Koch K. E. Supersonik cone wake-neck geometry. AIAA Journal, 1967, No. 11.
8. Панов Ю. А., Швец А. И. Исследование структуры течения за конусом в сверхзвуковом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 2.
9. Weinbaum S. The rapid expansion of supersonic boundary layer and its application to the hear wake. AIAA Journal, 1966, No. 4.
10. Donaldson I. On the separation of a supersonic flow at sharp corner. AIAA Journal, 1967, No. 6.
11. Нама F. Experimental studies on the lip shock. AIAA Journal, 1968, No. 2.
12. Weinbaum S. Laminar incompressible leading and trailing edge flows and the mar wake rear stagnation point. J. Fluid Mech., 1968, vol. 33, pt. 1.