

УДК 532.57; 533.6/7; 535.8; 629.7/.016

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА КОНУСАХ В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЕДИНИЧНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

А. А. Васильев^{*,**}, В. Н. Рычков^{*,**}, М. Е. Топчиян^{*,**}

* Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

** Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

E-mail: topch@hydro.nsc.ru

Экспериментально исследован ламинарно-турбулентный переход течения в пограничном слое на конусах с прямоугольным осесимметричным уступом, расположенным в донной части конуса, и без него. Эксперименты проводились на двухступенчатой поршневой газодинамической установке А-1 с адиабатическим сжатием рабочего газа при числах Маха на срезе сопла $M_\infty = 12 \div 14$ и рабочем давлении в форкамере $P_0 = 60 \div 600$ МПа. При этих значениях параметров вблизи поверхности конуса воспроизводилось единичное число Рейнольдса $Re_{1e} = (53 \div 200) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Переход реализовывался при числах Рейнольдса $Re_{tr} = (2,3 \div 5,7) \cdot 10^6$.

Ключевые слова: гиперзвуковой поток, обтекание конуса, ламинарно-турбулентный переход, большие числа Рейнольдса.

Введение. Отрывные свойства гиперзвукового пограничного слоя при переходе из ламинарного в турбулентное состояние на участках стыковки различных частей летательных аппаратов (в воздухозаборниках, закрылках и т. д.) нередко определяют картину обтекания тела в целом и его аэродинамические характеристики.

Исследованиям устойчивости пограничного слоя и ламинарно-турбулентного перехода посвящено большое количество работ. В силу ограниченности объема статьи отсутствует возможность подробно обсудить состояние данной проблемы (см. об этом [1–7]). В отличие от [1–7] данные, приведенные ниже, получены при параметрах торможения, которые до сих пор в газодинамическом эксперименте не воспроизводились.

В настоящей работе представлены результаты исследования ламинарно-турбулентного перехода течения в пограничном слое на конусах с прямоугольным уступом и без него. Исследования проводились на поршневой газодинамической двухступенчатой установке с адиабатическим сжатием А-1 [8]. До настоящего времени при числах Маха набегающего потока $M_\infty > 10$ диапазон натуральных (для перспективных гиперзвуковых аппаратов) значений числа Рейнольдса набегающего потока на экспериментальных установках воспроизводится не полностью (см., например, [9]), и основным источником сведений о переходе являются данные, полученные при летных испытаниях. Высокое давление в форкамере установки А-1 ($P_0 \leq 1000$ МПа) и достаточно низкая температура ($T_0 = 1200 \div 2000$ К) обеспечивают получение рекордных единичных чисел Рейнольдса потока ($Re_{1\infty} = \rho_\infty v_\infty / \mu_\infty$) на срезе сопла. Даже при сравнительно малых

Работа выполнена (частично) в рамках программы поддержки ведущих научных школ РФ “Механика ударных волн и детонационных процессов” (грант № НШ-8583.2006.1).

размерах модели это позволяет получать при $M_\infty = 8 \div 18$ близкие к натурным (для полета перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов) числа Рейнольдса и наблюдать естественный (без искусственной турбулизации) переход пограничного слоя из ламинарного в турбулентное состояние на расстояниях от носика испытываемой модели порядка $30 \div 50$ мм. Продолжительность рабочего режима ($20 \div 200$ мс) и малые размеры модели позволяют считать течение на всех участках исследуемой модели установившимся и получать несколько точек за один пуск.

Схема и принцип действия установки А-1 подробно описаны в работе [8]. Ниже приведены предельные параметры установки: давление в форкамере $P_0 = 1000$ МПа, максимальная температура торможения $T_0 = 2000$ К, объем форкамеры $V \approx 50$ см³, диаметр среза сопла $d = 8 \div 40$ мм, число Маха на выходе сопла $M_\infty = 7 \div 20$, максимальное единичное число Рейнольдса на выходе сопла $Re_{1\infty} = 240 \cdot 10^6$ м⁻¹, продолжительность режима при максимальном давлении $\tau = 0,02 \div 0,30$ с; рабочие газы — N₂, воздух и др.

Газодинамический тракт установки типичен для аэродинамических труб: коническое сопло (шероховатость внутренней поверхности менее 1 мкм), рабочая часть с прозрачными оптическими стенками, выхлопной диффузор и вакуумная емкость объемом 0,2 м³, откачиваемая до давления около 5 кПа. Использование сопловых вставок с диаметром критического сечения от 1,0 до 0,3 мм позволяет получать потоки с числами Маха $M_\infty = 8 \div 18$.

Целью настоящей работы является получение данных о ламинарно-турбулентном переходе течения в пограничном слое на конусе одновременно при больших значениях числа Маха и единичного числа Рейнольдса.

Постановка экспериментов. Исследования проводились на трех моделях в виде стального конуса с углом раствора 15°. Все модели опирались на цилиндрическую державку диаметром 13 мм. Шероховатость поверхности моделей менее 1 мкм, диаметр закругления носика около 0,3 мм. Модели устанавливались в центре потока, носик моделей находился внутри сопла на расстоянии от его выходного сечения $1 \div 5$ мм.

Для реализации перехода на моделях малых размеров, которые можно было испытывать на установке А-1 (при $M_\infty = 12 \div 14$ диаметр выходного сечения сопла составляет около 34 мм), в первой серии экспериментов использовалась модель 1 с прямоугольным кольцевым выступом высотой 1,4 и шириной 4 мм в основании конуса. Длина образующей $L_0 = 48,2$ мм.

Поскольку на модели 1 переход был зафиксирован на расстояниях от носика $30 \div 40$ мм, во второй серии экспериментов кольцевой выступ, расположенный в месте сопряжения с державкой, был заменен уступом высотой 0,8 мм (модель 2). Длина образующей $L_0 = 48,5$ мм. Третья, наиболее полная серия экспериментов проведена с моделью 3 ($L_0 = 49,3$ мм), коническая часть которой сопрягалась с державкой без выступа.

Для экспериментов (в качестве рабочего газа) использовался технический азот, который в жидком виде поставлялся в сосудах Дьюара. После испарения в испарителе газообразный азот сжимался компрессором до 15 МПа и хранился в стандартных баллонах при этом давлении и комнатной температуре.

Теневая картина (метод Теплера) взаимодействия гиперзвукового потока с моделью фотографировалась с помощью прибора для съемки свилей “Karl Zeiss” (диаметр рабочего поля 80 мм) в сочетании с фоторегистратором и стробоскопической подсветкой. Генератор подсветки обеспечивал заданное число кадров с частотой съемки $75 \div 90$ Гц при времени экспозиции одного кадра около $0,5 \cdot 10^{-6}$ с. Скорость вращения фоторегистратора выбиралась минимально возможной, но при этом не допускалось наложения кадров.

Измерение статических параметров газа в ресиверах низкого и высокого давления и тарировка датчиков давления проводились образцовыми манометрами класса точности 0,4. Давление рабочего газа в форкамере и его изменения фиксировались манганиновым

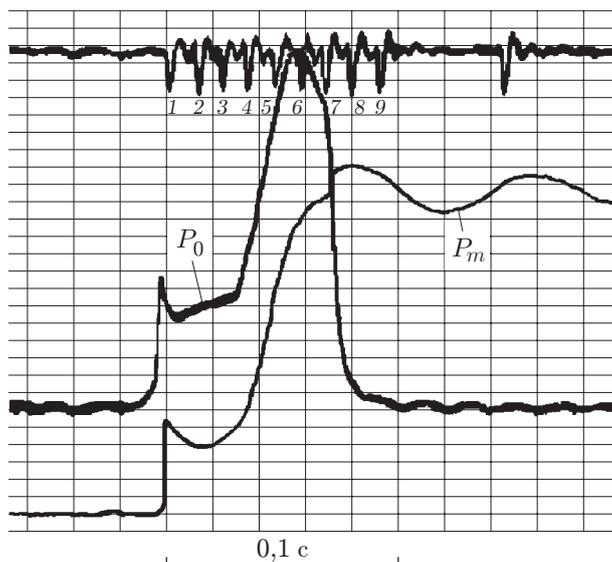


Рис. 1. Осциллограммы давления в форкамере P_0 и на мультипликаторе P_m :
1–9 — метки времени

датчиком, созданным специально для диагностики сжатого в форкамере рабочего газа [10] и включенным в активное плечо обычной мостовой схемы. Давление в элементах установки фиксировалось кварцевыми датчиками специальной конструкции, снабженными широкополосными электрометрическими усилителями с низкоомным выходом. Сигналы датчиков регистрировались шлейфовым осциллографом Н-115.

На рис. 1 приведены осциллограммы давления. (В данном эксперименте максимальное значение $P_0(t)$ равно 395 МПа.) Цифрами 1–9 обозначены метки времени — сигнал фотодиода, регистрирующего вспышки стробоскопа, — которым соответствуют номера кадров.

Первое увеличение давления в форкамере соответствует адиабатическому сжатию рабочего газа тяжелым поршнем первой ступени установки. При автоматическом запуске второй ступени рабочий газ дожмается поршнем мультипликатора до необходимого максимального давления и вытесняется из форкамеры. Несмотря на достаточно большой для данной форкамеры диаметр критического сечения (вследствие чего мультипликатор “не успевает” за истечением газа), за счет поджатия давление в течение промежутка времени между кадрами 5 и 7 поддерживается постоянным с погрешностью не более $\pm 5\%$. Поэтому в каждый момент съемки истечение можно считать квазистационарным, соответствующим измеряемому давлению в форкамере. Осциллограмма давления P_m соответствует давлению на мультипликаторе второй ступени. В момент встречи штока со стенкой форкамеры фиксируется скачок давления P_m , совпадающий по времени с резким спадом давления P_0 .

Уже на этапе сжатия газа первой ступенью при достижении в форкамере критического давления происходит запуск сопла с последующим истечением газа в рабочую часть газодинамического тракта установки.

В данной серии опытов для получения гиперзвукового потока использовалось коническое сопло с диаметром критического сечения $d_* = 0,805$ мм, углом раствора 8° и диаметром среза 34 мм. Температура газа и модели перед началом эксперимента была равна комнатной, которая менялась в диапазоне $T_{00} = 288 \div 294$ К.

Поскольку измерения, проведенные в [11], показали, что для целей данной работы потерями тепла в стенки установки можно пренебречь, текущие параметры потока на

срезе сопла (статическая температура T_∞ , давление P_∞ и число Рейнольдса $Re_{1\infty}$) для всех моментов покадровой съемки вычислялись по измеренным значениям начальных параметров P_{00} , T_{00} и $P_0(t)$ с использованием модели адиабатического сжатия и расширения газа. По той же причине и в силу кратковременности рабочего режима ($30 \div 60$ мс при $d_* = 0,805$ мм) температуру поверхности модели T_w можно считать равной комнатной T_{00} , а ее влиянием на пограничный слой можно пренебречь. Вычисления проводились с использованием формул, приведенных в [12], и программы, созданной авторами данной работы.

Результаты исследований перехода пограничного слоя. На рис. 2 приведены характерные кадры теневой картины обтекания модели. Нож Фуко оптической системы установлен горизонтально. Видны зоны чисто ламинарного потока, зоны ламинарно-турбулентного перехода и ускоренного увеличения толщины турбулентного пограничного слоя. Из анализа картин обтекания следует, что с увеличением давления в форкамере начало зоны ламинарно-турбулентного перехода смещается к носику модели (ср. последовательные кадры одного опыта (рис. 2, в, г)). Начало зоны перехода определялось по месту возникновения (излома) скачка плотности, вызванного турбулизацией пограничного слоя [13].

Для кадров, приведенных на рис. 2, расчетное давление на срезе сопла $P_\infty = 7 \div 27$ мм рт. ст., в то время как в рабочей части в момент начала истечения $P_\infty = 20 \div 40$ мм рт. ст. Косые волны, возникающие на кромке сопла вследствие перерасширения струи, пересекают пограничный слой заведомо ниже по течению от точки начала перехода. Создаваемое этими скачками давление, рассчитанное по углу их наклона, равно или меньше давления за головной ударной волной, поэтому в проведенных экспериментах они не влияют на переход.

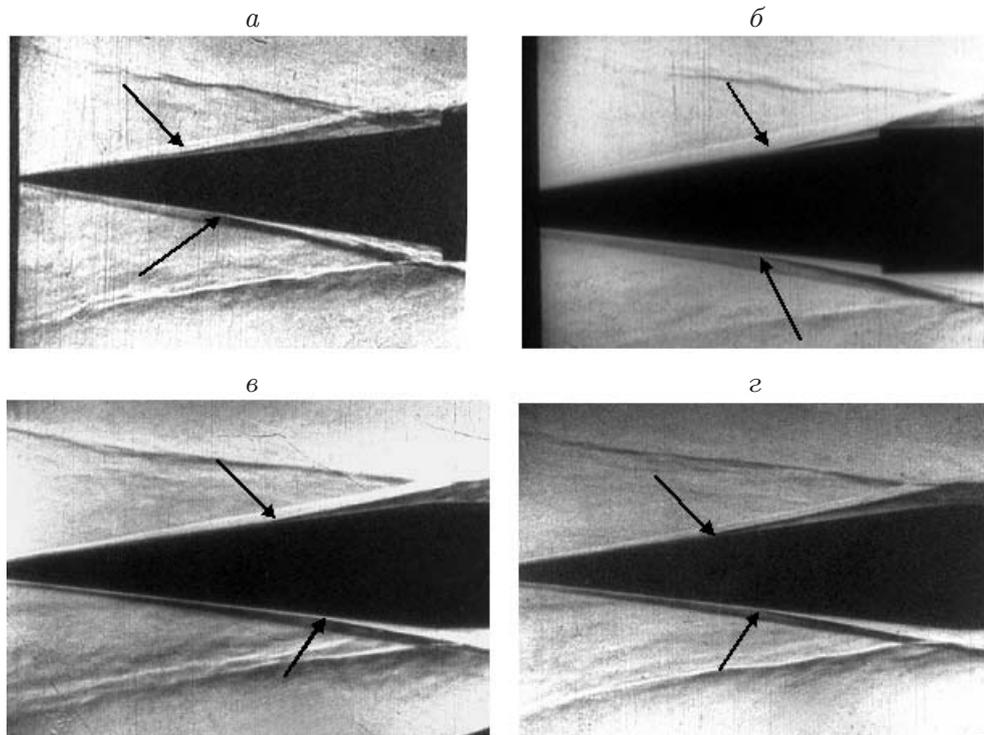


Рис. 2. Картины обтекания конуса:

a — $P_0 = 348,5$ МПа (уступ высотой 1,4 мм); *б* — $P_0 = 201,5$ МПа (уступ высотой 0,8 мм); *в* — $P_0 = 459,0$ МПа (без уступа); *г* — $P_0 = 589,7$ МПа (без уступа); стрелки — начало зоны перехода

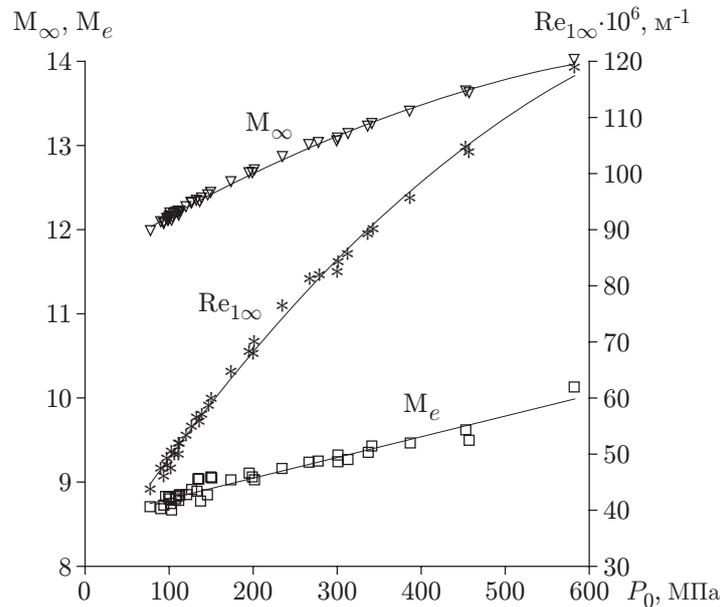


Рис. 3. Зависимости M_∞ , M_e и $Re_{1\infty}$ от давления в форкамере

При больших давлениях в форкамере в силу влияния эффектов реального газа, а также с учетом того, что рабочий газ на установке А-1 получается в результате адиабатического сжатия, температура торможения и числа Маха потока на срезе сопла M_∞ и над поверхностью модели M_e зависят от давления в форкамере. На рис. 3 приведены зависимости от давления чисел Маха и единичного числа Рейнольдса $Re_{1\infty}$ на срезе сопла. Небольшой разброс значений M_∞ и $Re_{1\infty}$ объясняется изменением начальной (комнатной) температуры рабочего газа и погрешностью измерения начального и текущего давлений, а для M_e также погрешностью измерения угла наклона ударной волны к потоку. Из рис. 3 следует, что в экспериментах реализовывались значения $M_\infty = 12 \div 14$, которые вычислялись с помощью указанной выше программы с учетом влияния эффектов реального газа и толщины вытеснения пограничного слоя.

Над поверхностью модели числа Маха $M_e = 8,5 \div 10$ и Рейнольдса Re_{1e} , а также плотность ρ_e , скорость v_e и вязкость среды μ_e вычислялись по экспериментально определенным углам наклона головной ударной волны к потоку φ и углу при вершине конуса β с помощью формул для невязкого обтекания конуса из [14–16]. Если ввести безразмерную скорость потока η как отношение скорости к ее максимально возможному значению, безразмерную температуру как отношение ее к значению в невозмущенном потоке ($\theta = T/T_\infty$) и степень сжатия в скачке $\sigma = \rho/\rho_\infty$, то при отношении удельных теплоемкостей $c_p/c_v = 1,4$ единичное число Рейнольдса на поверхности конуса Re_{1e} можно выразить через Re_1 :

$$Re_{1e} = Re_1 \eta_e \sigma_e / \theta_e.$$

Здесь

$$\eta_e = \eta_\infty \frac{\cos \varphi}{\cos^2(\varphi - \beta)}; \quad \sigma_e = \left(\frac{1 - \eta_e^2}{1 - \eta_\infty^2} \right)^{2,5} \frac{167 M_{\infty n}^7}{(7 M_{\infty n}^2 - 1)^{2,5} (1 + 0,2 M_{\infty n}^2)^{3,5}};$$

$M_{\infty n} = M_\infty \sin \varphi$; $\theta_e = (1 - \eta_e^2)(1 + 0,2 M_{\infty n}^2)$. Число Маха над поверхностью конуса определялось по соотношению $M_e = M_\infty \eta_e / \sqrt{\theta_e}$.

Длина L_{tr} , входящая в выражение для Re_{tr} ($Re_{tr} = Re_{1e} L_{tr}$), отсчитывалась вдоль образующей конуса от носика модели до начала зоны ламинарно-турбулентного перехо-

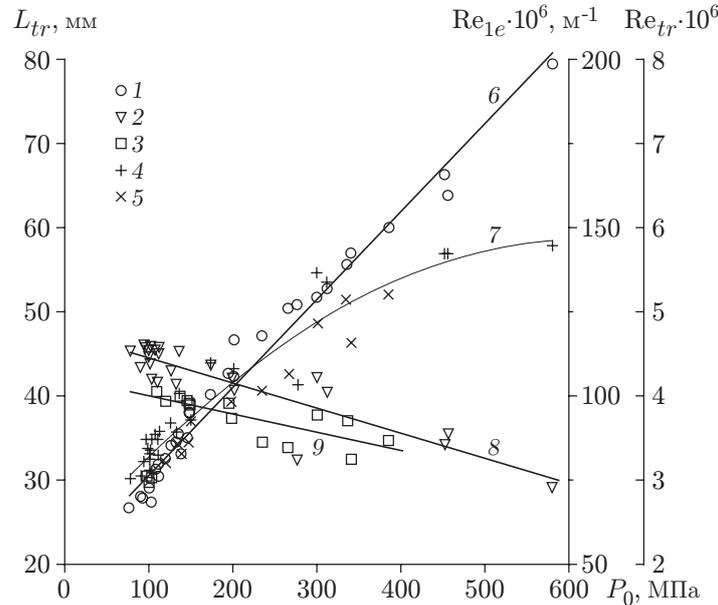


Рис. 4. Зависимости длины перехода L_{tr} и чисел Рейнольдса от давления: 1–5 — экспериментальные данные (1 — Re_{1e} ; 2 — L_{tr} (конус без уступа); 3 — L_{tr} (конус с уступом); 4 — Re_{tr} (конус без уступа); 5 — Re_{tr} (конус с уступом)); 6–9 — аппроксимирующие зависимости (6 — формула (3); 7 — формула (4); 8 — формула (1); 9 — формула (2))

да, определенного по фотографиям. Погрешность измерения L_{tr} составляла около 3 %. Реальный угол атаки определялся с учетом поправки.

Давление азота в форкамере в моменты съемки $P_0(t)$ определялось по осциллограммам, подобным приведенной на рис. 1, и в данной серии экспериментов изменялось от 63 до 570 МПа с погрешностью не более 2 %. Температура $T_0(t)$ определялась в расчетах и изменялась соответственно в диапазоне 935 ÷ 1610 К.

Единичное число Рейнольдса потока на срезе сопла $Re_{1\infty}$ составляло $(40 \div 120) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, а за головным скачком над поверхностью модели $Re_{1e} = (\rho v / \mu)_e = (50 \div 200) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

На рис. 4 представлены зависимости от давления в форкамере единичных чисел Рейнольдса потока за ударной волной над поверхностью модели Re_{1e} и расстояния L_{tr} от носика модели до точки перехода. Следует отметить, что значения L_{tr} для моделей без уступа больше, чем для модели с уступом. Соответствующие экспериментальные значения располагаются вблизи прямых, построенных методом наименьших квадратов:

$$L_{tr} = (47,4 - 2,85 \cdot 10^{-2} P_0); \tag{1}$$

$$L_{tr} = (42,3 - 2,26 \cdot 10^{-2} P_0), \tag{2}$$

т. е. наличие уступа приводит к значительному уменьшению L_{tr} . (В (1), (2) и далее значения P_0 приведены в мегапаскалях, L_{tr} — в миллиметрах, единица измерения величины Re_{e1} — м^{-1} .)

Зависимость $Re_{e1}(P_0)$ хорошо аппроксимируется прямой

$$Re_{e1} = (49,9 + 0,256 P_0) \cdot 10^6. \tag{3}$$

На рис. 4 наблюдается достаточно большой разброс значений числа Рейнольдса перехода Re_{tr} , рассчитанного по Re_{1e} и расстоянию L_{tr} для моделей без уступа и с уступом,

при этом заметно расслоение точек на два семейства. Сплошная линия — общая закономерность, которая для всех точек описывается (при стандартном отклонении $0,24 \cdot 10^6$) с использованием метода наименьших квадратов эмпирической формулой

$$\text{Re}_{tr} = (2,163 + 1,169 \cdot 10^{-2} P_0 - 9,415 \cdot 10^{-6} P_0^2) \cdot 10^6. \quad (4)$$

Сравнение полученных результатов с известными данными о переходе течения в пограничном слое [1–4, 6] показывает, что с увеличением давления в форкамере рост единичных чисел Re_{1e} приводит к монотонному (хотя и замедляющемуся) увеличению чисел Рейнольдса Re_{tr} , соответствующих началу перехода. При этом значения L_{tr} уменьшаются и зона перехода смещается к носу модели. Этот эффект был отмечен, например, в работах [1, 2], но наблюдался при числах Маха $M = 2 \div 4$ и в другом диапазоне единичных чисел Рейнольдса Re_{1e} (до $74 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$).

Следует отметить, что в данной работе числа Рейнольдса перехода меньше, чем в известных работах. Возможно, это обусловлено различием экспериментальных методов. Обычно проводятся измерения давления или тепловых потоков. Таким образом, результаты, полученные в данной работе, по-видимому, соответствуют началу перехода.

Заключение. Рассматриваемый процесс представляет собой очень сложное многофакторное явление, поэтому представленные результаты являются характерными для данной установки и конкретных условий получения потока. Тем не менее в проведенных экспериментах при соответствующих числах Маха воспроизводились числа Рейнольдса, характерные для перспективных гиперзвуковых летательных аппаратов. Поэтому исследования в данной области будут продолжены, в частности, будет расширен диапазон используемых давлений в форкамере до $800 \div 900 \text{ МПа}$, с тем чтобы получить значения $\text{Re}_{1\infty}$ на уровне $240 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, и проведены аналогичные эксперименты с другими моделями при больших числах Маха.

Авторы выражают благодарность А. М. Харитонову за полезные советы и замечания при обсуждении полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струминский В. В., Харитонов А. М., Черных В. В. Экспериментальное исследование перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный при сверхзвуковых скоростях // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1972. № 2. С. 30–34.
2. Приданов В. Г., Харитонов А. М., Черных В. В. Совместное влияние чисел Маха и Рейнольдса на переход в пограничном слое // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 1. С. 160–163.
3. Гапонов С. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках / С. А. Гапонов, А. А. Маслов. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1980.
4. Бошнятов Б. В., Затолока В. В., Ярославцев М. И. Исследование отрывного обтекания конусов с турбулентным пограничным слоем при числах Маха 8, 3 и 10 // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1975. № 8, вып. 2. С. 43–50.
5. Гунько Ю. П., Звезгинцев В. И., Мажуль И. И. и др. Испытание модели гиперзвукового прямоточного двигателя в аэродинамической трубе при больших числах Маха и Рейнольдса // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 3. С. 321–345.
6. Maslov A. A., Shipluk A. N., Bountin D. A., Sidorenko A. A. Mach 6 boundary-layer stability experiments on sharp and blunted cones // J. Spacecraft Rockets. 2006. V. 43, N 1. P. 71–76.
7. Reshotko E. Boundary layer instability, transition and control / Rina (Nevada), 1994. (Paper / AIAA; N 94-0001).

8. **Рычков В. Н., Топчиян М. Е., Мещеряков А. А., Пинаков В. И.** Использование высоких давлений для решения задач гиперзвуковой аэродинамики // ПМТФ. 2000. Т. 41, № 5. С. 103–114.
9. **Topchian M. E., Kharitonov A. M.** Wind tunnels for hypersonic study // Thermophys. Aeromech. 1994. V. 1, N 1. P. 89–103.
10. **Рычков В. Н.** Метод измерения давления до 1 ГПа на импульсной газодинамической установке // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 5. С. 186–189.
11. **Рычков В. Н.** Возможности моделирования аэрогазодинамических процессов на импульсной адиабатической установке сверхвысокого давления: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1995.
12. **Зыков Н. А.** Материалы к расчету газодинамических установок с высокими параметрами торможения азота / Н. А. Зыков, Р. М. Севастьянов. Жуковский: Центр. аэрогидродинам. ин-т, 1971. (Тр. Центр. аэрогидродинам. ин-та; Вып. 1329).
13. **Merzkirch W.** Flow visualization. N. Y.; L.: Acad. Press, 1974.
14. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976.
15. **Краснов Н. Ф.** Прикладная аэродинамика. М.: Высш. шк., 1974.
16. **Севастьянов Р. М.** Приближенный расчет обтекания конусов гиперзвуковым потоком химически реагирующего газа. Жуковский: Центр. аэрогидродинам. ин-т, 1967. (Тр. Центр. аэрогидродинам. ин-та; Вып. 1086).

*Поступила в редакцию 10/X 2006 г.,
в окончательном варианте — 11/XII 2006 г.*
