

УДК 533; 533.6

Влияние температуры затупленной носовой части конуса на ламинарно-турбулентный переход в гиперзвуковых пограничных слоях*

**Д.А. Бунтин, Ю.В. Громыко, С.В. Кириловский, А.А. Маслов,
Т.В. Поплавская**

*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

E-mail: maslov@itam.nsc.ru, kirilov@itam.nsc.ru, popla@itam.nsc.ru

В работе представлены результаты комплексного экспериментально-расчетного исследования ламинарно-турбулентного перехода при числе Маха 5,95 в пограничном слое 7-градусных конусов с небольшим радиусом затупления вершины (до 1,5 мм). Температура носовой части модели изменялась в диапазоне 90–440 К. Подтверждено, что малое притупление носовой части конуса существенно сдвигает положение ламинарно-турбулентного перехода вниз по потоку. Этот эффект сохраняется и при испытании моделей с локальным нагревом/охлаждением носика. Показано, что для условий экспериментов в аэродинамической трубе Транзит-М ИТПМ СО РАН локальный нагрев носовой части затупленных конусов практически не влияет на положение ламинарно-турбулентного перехода. Локальное охлаждение носовой части конуса с $R = 1,5$ мм приводит к сдвигу положения перехода вверх по потоку.

Ключевые слова: гиперзвуковые течения, устойчивость, тепловые потоки, ламинарно-турбулентный переход, затупленные конуса, локальный нагрев/охлаждение, модель перехода Transition SST.

Введение

При разработке гиперзвуковых летательных аппаратов возникают различные проблемы фундаментального и прикладного характера. Одна из них — теплозащита летательного аппарата. Разработка многоразовых и безопасных гиперзвуковых летательных аппаратов требует полного контроля над распределением тепла по всей системе тепловой защиты. Если в каком-то месте на поверхности транспортного средства пограничный слой переходит из ламинарного состояния в турбулентное, то тепловые потоки к поверхности резко увеличиваются. В связи с этим проблема предсказания ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) является одной из ключевых проблем аэротермодинамики [1].

В компоновках, имеющих аэродинамически гладкие поверхности, переход связан с возбуждением и усилением в пограничном слое неустойчивых возмущений, наиболее

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 15-01-04788) в экспериментальной части по влиянию температуры поверхности на переход и при поддержке РНФ (проект № 14-11-00490-П) в расчетной части по влиянию притупления носовой части модели на ламинарно-турбулентный переход.

опасные из которых — первая и вторая моды. Линейное развитие этих мод достаточно хорошо изучено [2]. Первая мода ассоциируется с вихревыми длинноволновыми возмущениями типа волн Толлмина–Шлихтинга. Вторая мода представляется акустическим волновым процессом в волноводе между звуковой линией и поверхностью обтекаемого тела. Она относится к высокочастотным коротковолновым возмущениям. Нагрев, распределенный по всей поверхности модели, обтекаемой гиперзвуковым потоком газа, приводит к дестабилизации первой моды возмущений и стабилизации второй, при этом охлаждение производит противоположный эффект [3].

При полете высокоскоростных летательных аппаратов наиболее интенсивному нагреву подвергаются носовые части. Возникающие при этом зоны тепловых неоднородностей могут оказать существенное влияние на пограничный слой, возбуждение и эволюцию неустойчивых возмущений и, в конечном счете, на положение перехода ламинарного течения в турбулентное.

При локальном воздействии температуры поверхности на пограничный слой в поведении возмущений возникают особенности. Так, в работе [4] были представлены результаты экспериментального исследования по влиянию локального нагрева/охлаждения области конуса, расположенной вдали от носовой части, на устойчивость пограничного слоя. Было обнаружено, что локальное охлаждение стабилизирует возмущения второй моды и сдвигает ламинарно-турбулентный переход вниз по потоку, локальный нагрев дестабилизирует возмущения второй моды и сдвигает переход вверх по потоку. То есть был получен эффект, прямо противоположный воздействию распределенного нагрева или охлаждения поверхности. С другой стороны, локально нагретый газ, сносаясь вниз по потоку, приводит к эффективному снижению температурного фактора (отношению температуры поверхности к температуре газа), т.е. могут возникать локальные зоны эффективного охлаждения.

В работах [5, 6] экспериментально исследовалось влияние локального нагрева/охлаждения носовой части конуса (острого и затупленного) на развитие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое. Был выполнен сравнительный анализ спектров пульсаций давления в пограничном слое; обнаружены возмущения второй моды и проанализировано их поведение при изменении температурного фактора. Было показано, что в пограничном слое острого конуса нагрев/охлаждение носовой части приводит к дестабилизации/стабилизации возмущений второй моды. Полученный эффект согласуется с выводами работы [4] по характеру развития возмущений. Для конусов с небольшим радиусом затупления наблюдался эффект, противоположный результатам, полученным для острого конуса: нагрев/охлаждение приводит к стабилизации/дестабилизации возмущений, что совпадает с влиянием распределенного нагрева/охлаждения. Этот эффект усиливается при увеличении радиуса затупления носовой части конуса. Можно заключить, что влияние температуры носовой части модели носит противоречивый характер. Возможна как стабилизация, так и дестабилизация течения в зависимости от геометрических параметров модели и зоны расположения локального изменения температуры поверхности. Во всех рассмотренных примерах в указанных работах происходила быстрая релаксация течения к невозмущенному состоянию вниз по потоку. Таким образом, вопрос о влиянии локального воздействия на поток нуждается в дополнительных исследованиях.

Реальные гиперзвуковые летательные аппараты имеют затупленные носовые части и передние кромки. При обтекании затупленных тел на сверхзвуковых скоростях образуется искривленная головная ударная волна и, как следствие, зона энтропийного слоя. Известно, что небольшие радиусы затупления приводят к стабилизации пограничного слоя и сдвигают ламинарно-турбулентный переход вниз по потоку [7–9]. Представляет интерес изучение совместного влияния притупления и локального изменения температуры на ЛТП.

Если степень турбулентности набегающего потока является достаточно малой (малошумные и малотурбулентные аэродинамические трубы, летные условия), а стенка — гладкой [10], то для прогнозирования ЛТП в дву- и трехмерных до- и трансзвуковых течениях эталонным считается ϵ^N -метод предсказания периода. В ϵ^N -методе с использованием линейной теории устойчивости рассчитываются степени усиления N малых возмущений с различными частотами. Основным препятствием для использования ϵ^N -метода в газодинамических пакетах является необходимость создания достаточно сложной дополнительной структуры пакета [1], связанной, в первую очередь, с нелокальностью определения ЛТП в ϵ^N -методе (по рассчитанным профилям среднего течения необходимо осуществить поиск границы пограничного слоя и провести операции интегрирования поперек пограничного слоя). Нелокальность определения положения ЛТП была решена в работе [11], где для обеспечения связи между локальными характеристиками пограничного слоя и числом Рейнольдса начала перехода, получаемым из эмпирических зависимостей, использовалось вихревое число Рейнольдса [12]. В последнее десятилетие этот инженерный метод расчета положения ламинарно-турбулентного перехода, названный моделью перехода «Transition SST» и уже реализованный в пакете ANSYS Fluent, приобретает все большее признание. Модель Transition SST откалибрована для дозвуковых и трансзвуковых скоростей потоков по большому количеству имеющихся экспериментальных данных, но при больших скоростях течения нуждается в валидации.

В настоящей работе представлены результаты комплексного экспериментально-расчетного исследования совместного влияния притупления и локального изменения температуры носовой части конуса на положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое, образующемся при обтекании затупленного конуса гиперзвуковым потоком. На примере этой задачи рассмотрена применимость модели перехода Transition SST к расчетам пограничного слоя с неоднородной температурой поверхности при гиперзвуковых скоростях потока.

1. Методы исследований

1.1. Оборудование и методы экспериментальных исследований

Экспериментальные исследования проводились в двух гиперзвуковых аэродинамических установках ИТПМ СО РАН: ИТ-302М и Транзит-М [13]. Диаметр выходного сечения сопел равнялся 300 мм, в качестве рабочего газа использовались азот (в ИТ-302М) и воздух (в Транзит-М). Выбор этих установок кратковременного действия был обусловлен необходимостью проведения поисковых экспериментов в широком диапазоне параметров. В импульсной аэродинамической трубе ИТ-302М обеспечивались высокие параметры торможения (температура торможения $T_0 \sim 1000$ К), в аэродинамической трубе Транзит-М достигались достаточно высокие значения чисел Рейнольдса при максимальной температуре торможения, не превышающей 420 К. Уровень шума потока в этих трубах сравнительно низкий (степень турбулентности Tu не превышает 1 %) [14] и ламинарно-турбулентный переход происходит по классическому сценарию развития неустойчивых мод.

Эксперименты в аэродинамической трубе ИТ-302М выполнялись при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5,8$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 12,47 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Исследовалось положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое остроконечного конуса с углом полураствора 7° при температуре торможения $T_0 = 1052$ К и температуре поверхности $T_w = 299$ К. Модель помещалась в рабочую часть установки под нулевым углом атаки.

Эксперименты в аэродинамической трубе Транзит-М выполнялись при числе $M_\infty = 5,95$, температуре торможения $T_0 = 360 \div 418$ К и давлении торможения $P_0 = 3,7 \div 46$ атм. Единичное число Рейнольдса при этом варьировалось в диапазоне $Re_1 = (4,5 \div 65) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Модель помещалась в рабочую часть установки под нулевым углом атаки по оси сопла и была частично утоплена в него. Расстояние от задней кромки модели до среза сопла составляло 325 мм.

Экспериментальное исследование проводилось в пограничном слое конуса с углом полураствора 7° (рис. 1) с различными радиусами затупления носовой части: $R = 0,03$ (острый), 0,75 и 1,5 мм. Конструкция сменных металлических носиков с различными радиусами затупления предусматривала возможность их нагрева и охлаждения с внутренней стороны. Нагрев осуществлялся с помощью омического нагревателя, охлаждение — путем подвода жидкого азота во внутреннюю полость носовой части модели. Основное тело модели было выполнено из высокотемпературного пластика РЕЕК, материала, сочетающего достаточно высокую механическую прочность с высокой температурой ее потери [15]. Низкий уровень теплопроводности позволил обеспечить высокий пространственный градиент температуры на поверхности модели, максимальная температура нагрева медной обечайки была ограничена температурой деформации пластика (520 К). РЕЕК имеет коэффициент серости 0,95, что позволило выполнить измерения температуры поверхности с помощью тепловизора.

Эксперименты проводились при различных температурах носика: $T_{w0} \approx 440, 300, 90$ К, $T_{w0}/T_r \approx 1,33, 0,9, 0,3$ соответственно (здесь T_r — температура восстановления). Значение $T_{w0}/T_r \approx 0,9$, близкое к адиабатическому нагреву поверхности конуса, принималось за базовое. Минимальная температура в случае охлаждения была близка к температуре кипения жидкого азота, максимальная температура нагрева была ограничена температурой потери механической прочности материала РЕЕК. Время, требуемое для достижения максимальной/минимальной температуры, составляло примерно 80/140 секунд.

Положение конца перехода определялось по максимуму зависимости теплового потока от числа Рейнольдса, вычисленного по продольной координате [16]. В аэродинамической трубе ИТ-302М использовались калориметрические датчики, в аэродинамической трубе Транзит-М — тепловизор Flir sc7000. Тепловизором измерялись распределения температуры поверхности в зависимости от времени. Полученные экспериментальные данные обрабатывались методом Кука–Фельдермана [17].

Для измерения пульсаций давления на модели заподлицо с поверхностью были установлены высокочастотные датчики давления РСВ 132А31 (см. рис. 1). Датчики РСВ1–РСВ5 устанавливались по образующей, датчик РСВ6 был повернут на 180° относительно датчика РСВ4 для контроля угла атаки. Датчики использовались совместно с преобразователем сигнала РСВ Piezotronics 482C05. Сбор данных осуществлялся двумя четырехканальными модулями АЦП L-card E20-10 с частотой до 1,67 МГц. Обработка полученных экспериментальных данных осуществлялась в небольших временных интервалах, в которых параметры потока могли считаться квазистационарными.

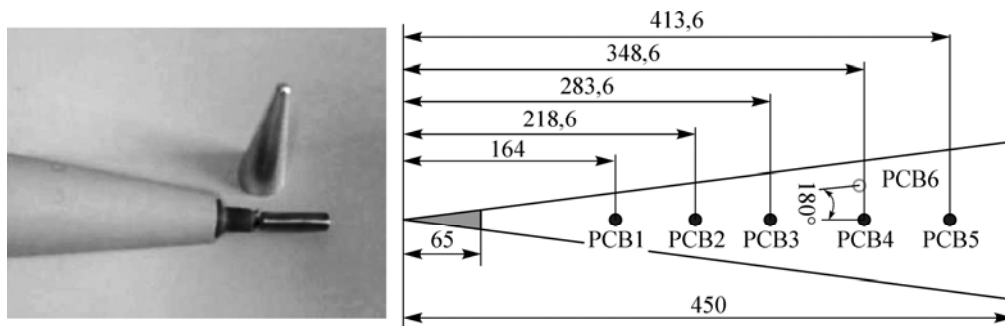


Рис. 1. Фото и схема экспериментальной модели.

1.2. Методические исследования

В методической части работы особое внимание уделено двум факторам: первый — состояние поверхности модели при изменении ее температуры, второй — установка углов атаки и скольжения модели в рабочей части аэродинамической трубы.

Рассмотрим влияние первого фактора — состояния поверхности. Как в случае нагрева, так и в случае охлаждения, на стыке между металлическим носиком и частью конуса, выполненной из РЕЕК, появляется ступенька из-за тепловой деформации поверхности. Для проверки влияния этой ступеньки на развитие возмущений в пограничном слое были проведены специальные эксперименты. Исследовалось влияние высоты уступа на спектр мощности пульсаций давления, измеренных датчиками РСВ. Для этого на поверхность модели в месте стыка носовой части и тела модели надевалось кольцо толщиной $h = 0,12, 0,24$ и $0,36$ мм и шириной 10 мм. Эксперименты были выполнены для числа Рейнольдса $Re_1 \approx 30 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и радиусе носика $R = 1,5$ мм. При высоте ступеньки $h = 0,12$ мм ее влияния на пульсационные процессы в пограничном слое обнаружено не было. При больших высотах такое влияние наблюдалось. Поскольку в экспериментах максимальная величина ступеньки из-за тепловой деформации не превышала 0,1 мм, ее влиянием пренебрегалось.

Рассмотрим влияние второго фактора — установки углов атаки и скольжения. Известно, что даже небольшие углы атаки существенно влияют на характеристики возмущений в пограничном слое [18]. Во многих случаях контроль за установкой углов атаки и скольжения осуществляется путем измерения статического давления по окружности конуса. В настоящей работе проверка точности установки углов атаки и скольжения выполнялась с помощью показаний датчиков давления РСВ4 и РСВ6 (рис. 1). Так как датчики располагались зеркально относительно оси модели, следовательно, при нулевом угле атаки частоты наиболее неустойчивых возмущений второй моды, измеренные этими датчиками, должны были совпадать. Частота наиболее неустойчивых возмущений второй моды зависит от локальной толщины пограничного слоя, а следовательно, от угла атаки модели. Уменьшение толщины пограничного слоя приводит к смещению пика второй моды в высокочастотную область, увеличение толщины пограничного слоя приводит к смещению пика второй моды в низкочастотную область. Поскольку частоту сигналов в эксперименте возможно измерять с очень высокой точностью, этот метод обеспечивает установку модели под нулевыми углами атаки и скольжения с точностью $0,1^\circ$.

1.3. Численное моделирование

Численное моделирование влияния нагрева носовой части модели на ламинарно-турбулентный переход проводилось на базе решения двумерных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса с помощью пакета ANSYS Fluent с использованием модели перехода к турбулентности Transition SST [19, 20]. Параметры рассматриваемых течений приведены в таблице. Знаком * отмечены варианты, для которых имеются экспериментальные данные. Здесь R — радиус затупления конуса, M_∞ — число Маха набегающего потока, T_0 и T_∞ — температуры торможения и набегающего потока, P_0 и P_∞ — давления торможения и набегающего потока, T_w — температура поверхности, T_{w0} — температура носовой части при локальном нагреве/охлаждении (ЛНО), Tu^* — значения интенсивности турбулентности набегающего потока, при которых результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными по тепловому потоку. Интенсивность турбулентности Tu определяется как отношение среднеквадратичной амплитуды возмущений вектора скорости к скорости набегающего потока.

Расчетная область состояла из нескольких подобластей. Подобласть, расположенная вдали от носовой части конуса, представляла собой прямоугольник, нижняя граница

Таблица

Параметры течения

№ варианта	R , мм	M_∞	T_0 , К	T_∞ , К	P_0 , атм	P_∞ , Па	T_w , К	$Re_1 \cdot 10^{-6}$, 1/м	Область ЛНО, мм	T_{w0} , К	Ti^* , %
1*	0	5,8	1052	138	44,9	3400	299	12,47	–	–	1,02
2*	0	5,95	386	47,8	9,24	624,2	294	12,4	–	–	0,95
3*	0	5,95	385	47,7	9,29	619,4	294	12,2	0–68	413	0,95
4*	0	5,95	394	48,8	9,23	615,4	287	11,7	0–70	77	0,95
5*	0	5,95	369	45,7	9,7	655,3	292	13,9	–	–	0,9
6*	0	5,95	373	46,2	15,2	1027	297	21,4	–	–	0,8
7*	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	–	–	0,3
8	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	0–50	396	0,3
9	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	0–100	396	0,3
10	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	50–100	396	0,3
11	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	0–50	196	0,3
12	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	0–100	196	0,3
13	0,75	5,95	372	46,2	24,3	1642	296	34,4	50–100	196	0,3
14*	1,5	5,95	366	45,3	22,6	1528	294	33,1	–	–	0,04
15	1,5	5,95	374	46,3	22,5	1520	295	31,7	–	–	0,04
16*	1,5	5,95	374	46,3	22,5	1520	295	31,7	0–68	413	0,04
17	1,5	5,95	374	46,3	22,5	1520	295	31,7	0–68	495	0,04
18*	1,5	5,95	374	46,3	22,5	1520	292	31,7	0–70	77	0,04
19	1,5	5,95	374	46,3	22,5	1520	295	31,7	0–100	77	0,04
20	1,5	5,95	374	46,3	22,5	1520	295	31,7	0–150	77	0,04

которого совпадала с поверхностью конуса. Расчетные подобласти для острого и затупленного конусов вблизи носовой части конуса различались. Для острого конуса она представляла собой прямоугольник (рис. 2а), а для затупленного конуса верхняя граница расчетной подобласти строилась эквидистантно положению ударной волны (рис. 2б), возникающей при обтекании исследуемой модели конуса. Это позволило устранить численную неустойчивость, возникающую на искривленной ударной волне, и минимизировать вычислительные затраты, уменьшив количество ячеек в области набегающего потока. На верхней границе расчетной области задавались параметры P_∞ , M_∞ , T_∞ , соответствующие сверхзвуковому набегающему потоку. На правой границе задавалось условие сноса потока. На поверхности конуса задавалось условие прилипания и постоянства температуры T_w . Координатная ось x направлена вдоль оси симметрии конуса. Расчетная область покрывалась равномерной регулярной расчетной сеткой со сгущением к поверхности конуса и с общим числом 350000–400000 ячеек в зависимости от формы носовой части. В расчетах использовались решатель, основанный на плотности, $k-\omega$ SST модель турбулентности, неявная схема второго порядка точности по пространству с Roe-FDS методом расщепления конвективных потоков.

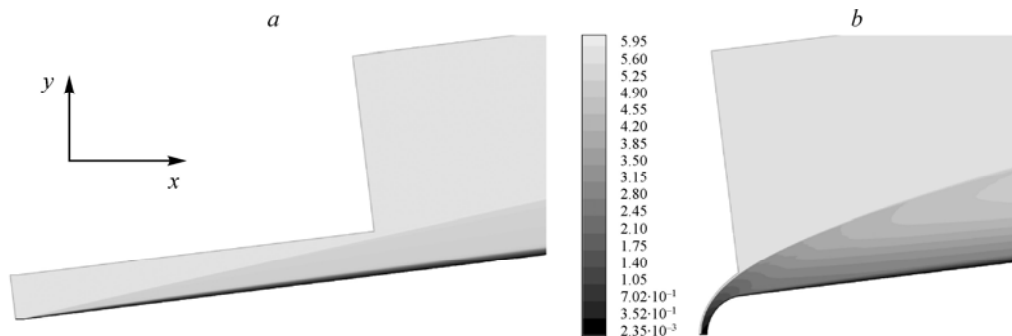


Рис. 2. Вид расчетной области вблизи носовой части острого (а) и затупленного (б) конусов с наложенным полем чисел Маха.

В рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса авторы работы [19] предложили модель перехода с использованием двух уравнений переноса для перемежаемости и числа Рейнольдса начала ламинарно-турбулентного перехода в сочетании с моделью турбулентности $k-\omega$ SST. Структура исходной модели перехода приведена на рис. 3, взятом из работы [21]. На первом уровне (Local quantities) перечислены локальные величины, которые берутся из CFD решателя. Второй уровень, обозначенный на рисунке как «Transition quantities» (величины перехода), описывает уравнение переноса для величины $\tilde{Re}_{\theta t}$, т.е. в нем учитывается тот факт, что вне пограничного слоя критерий перехода в основном определяется эмпирической зависимостью $Re_{\theta t}$, построенной на основе большого количества экспериментов для дозвуковых течений, а внутри пограничного слоя величина $\tilde{Re}_{\theta t}$ переносится конвективными и диффузионными членами уравнения переноса для числа Рейнольдса начала перехода $\tilde{Re}_{\theta t}$. Следовательно, переменная $\tilde{Re}_{\theta t}$ передает внутрь пограничного слоя информацию о критическом числе Рейнольдса начала перехода $Re_{\theta t}$. На третьем уровне, обозначенном на рисунке как «Reynolds numbers» (числа Рейнольдса), решается уравнение переноса перемежаемости с использованием длины участка перехода, определяемой по второй эмпирически подобранной корреляционной зависимости F_l . Расчетное значение $\tilde{Re}_{\theta t}$ используется здесь для определения критического числа Рейнольдса $Re_{\theta t}$, при котором в пограничном слое появляется перемежаемость. Значение $Re_{\theta t}$ определяется третьей эмпирически подобранной корреляционной зависимостью $Re_{\theta t}$ ($\tilde{Re}_{\theta t}$). Вихревое число Рейнольдса вычисляется на основе градиента скорости вдоль потока непосредственно из локальных величин. Наконец, на последнем уровне, обозначенном на рисунке как «Local to non-local ratio» (локально-нелокальное соотношение), соотношение двух чисел Рейнольдса проверяется на пороговое для перехода значение соотношения (2,193). Таким образом, модель перехода Transition SST содержит три эмпирические корреляции — для критических чисел Рейнольдса $Re_{\theta t}$ и $Re_{\theta c}$ и для длины перехода F_l , подобранных по большому количеству экспериментальных данных ЛТП в дозвуковых течениях. Только первая из этих корреляций $Re_{\theta t} = (1173,51 - 589,428Tu + 0,2196/Tu^2) \cdot f(\lambda)$, где λ — параметр продольного градиента давления, зависит от внешнего параметра течения Tu , а две

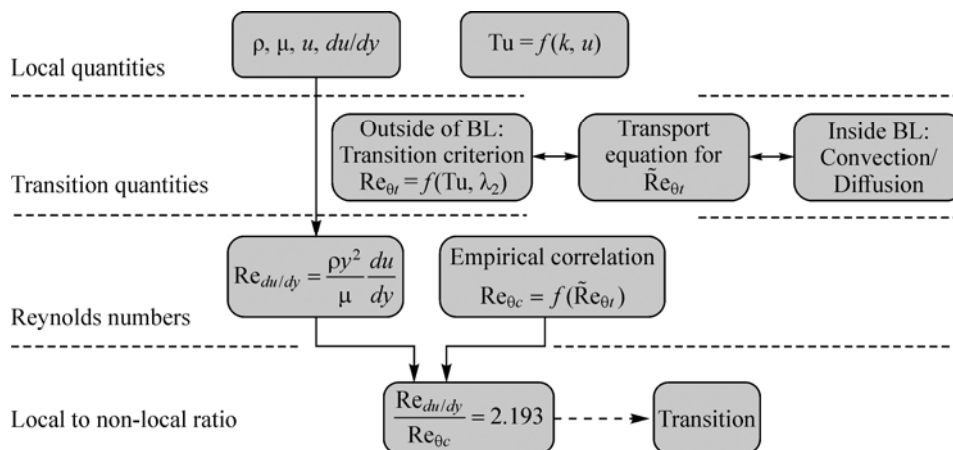


Рис. 3. Структура оригинальной модели перехода к турбулентности из работы [21].

другие зависят от числа Рейнольдса \tilde{Re}_{θ_l} , вычисляемого из уравнения переноса. Для вычисления положения перехода в сверхзвуковом потоке, где следует учитывать наличие головной ударной волны, эмпирические зависимости требуют изменения и наличия большого объема экспериментальных данных по ЛТП при больших скоростях, которых к настоящему времени все еще недостаточно.

Отметим, что эмпирические корреляции в модели перехода Transition SST получены для дозвуковых течений. В настоящей работе рассмотрена применимость этой модели перехода без изменения эмпирических зависимостей к задаче предсказания ЛТП на острых и затупленных конусах в сверхзвуковом потоке. Поскольку рассматриваются только небольшие радиусы притупления конусов ($R \leq 1,5$ мм), что соответствует безградиентному течению, то число Рейнольдса Re_{θ_l} зависит только от интенсивности турбулентности внешнего потока Tu . Известно, что для гиперзвуковых течений число Рейнольдса перехода существенно больше, чем для дозвуковых. При этом величина Tu в гиперзвуковых аэродинамических установках ≤ 1 % в отличие от уровня возмущений (~ 10 %), наблюдающихся во внутренних течениях в турбомашиностроении, на базе которых в основном и были получены приведенные выше эмпирические зависимости. С учетом этого факта в представленной работе была проведена серия расчетов с варьированием внешнего параметра Tu и для каждого радиуса затупления была подобрана величина Tu^* , расчеты с использованием которой согласуются с экспериментальными данными по тепловому потоку (см. таблицу). Для острого конуса ($R = 0$ и $Re_1 = 12 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$) согласование было получено при $Tu^* \approx 1$ %, и только при увеличении Re_1 до $21,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ значение Tu^* уменьшилось до 0,8. Отметим, что значения Tu^* практически совпали для двух совершенно различных аэродинамических труб, но существенно различаются для разных притуплений носика: для $R = 0,75$ степень турбулентности $Tu^* = 0,3$ %, для $R = 1,5$ мм — $Tu^* = 0,04$ %.

2. Результаты

На рис. 4 приведены экспериментальные данные для острого конуса, полученные в разных установках: эксперимент 1 (см. вариант 1 из таблицы) — ИТ-302М ИТПМ СО РАН, эксперимент 2 (см. вариант 2 из таблицы) — Транзит-М ИТПМ СО РАН. На рисунке также представлены результаты расчетов теплового потока с использованием модели перехода Transition SST и теоретические значения теплового потока для ламинарного и турбулентного пограничных слоев, полученные в настоящей работе. Формулы для расчета теоретических значений теплового потока на поверхности пластины взяты из работы [22] и пересчитаны на острый конус с использованием преобразования Манглера. Видно хорошее согласование полученных расчетных и экспериментальных данных по тепловому потоку для каждой из установок.

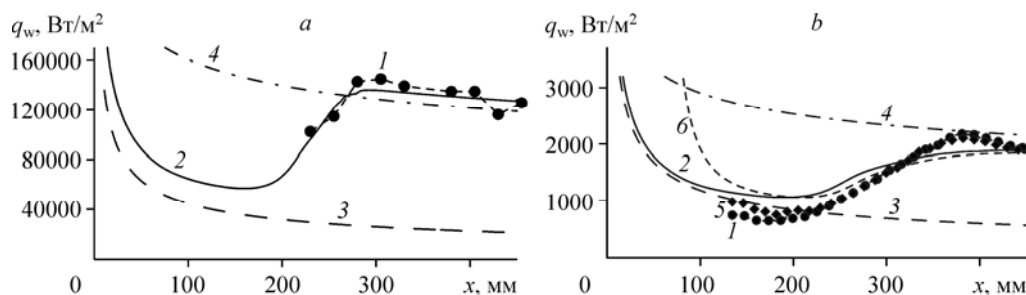


Рис. 4. Распределения теплового потока на остром конусе ($R = 0$) для вариантов 1 (a) и 2 (b) (из таблицы).

1 — эксперимент, 2 — расчет по модели Transition SST, 3, 4 — теоретические значения для ламинарного и турбулентного случаев, 5, 6 — эксперимент и расчет с локальным нагревом (вариант 3 из таблицы).

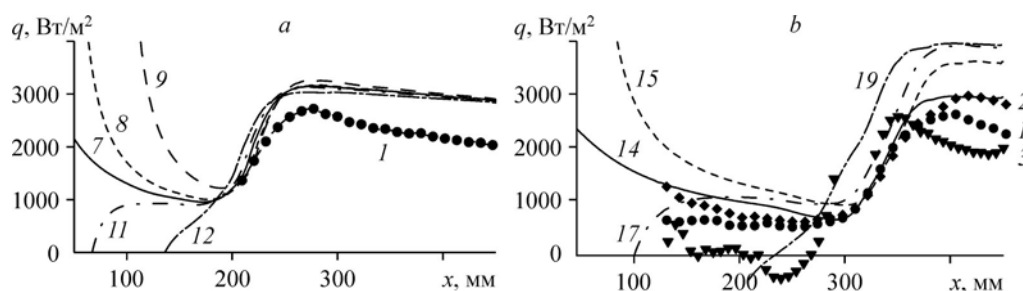


Рис. 5. Распределения теплового потока для вариантов 7–9, 11, 12 при $R = 0,75$ мм (а) и вариантов 14, 16, 18, 20 при $R = 1,5$ мм (б).

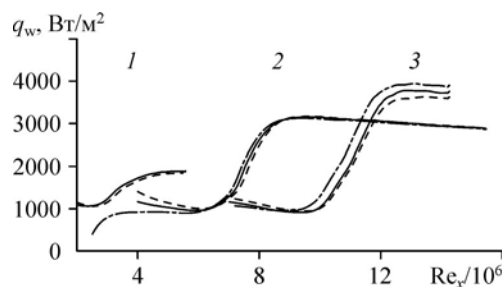
Символы 1–3 — эксперимент без воздействия, с локальным нагревом и с локальным охлаждением соответственно; линии — расчет по модели Transition SST без/с ЛНО (номера соответствуют вариантам из таблицы).

На рис. 5 приведены распределения тепловых потоков на поверхности затупленных конусов с $R = 0,75$ и $1,5$ мм для случаев воздействия локального нагрева/охлаждения носовой части для условий экспериментов в Гранзит-М. Расчеты показывают, что для конуса с $R = 0,75$ мм локальный нагрев/охлаждение в области до $x = 100$ мм (22 % поверхности конуса) практически не влияет на положение ламинарно-турбулентного перехода (рис. 5а). Для конуса с $R = 1,5$ мм (рис. 5б) расчеты показывают, что локальный нагрев в области до $x = 70$ мм (15 % поверхности конуса) также практически не влияет на положение ламинарно-турбулентного перехода. Эксперименты с нагревом подтверждают это.

На рис. 5б в эксперименте с охлаждением конуса с $R = 1,5$ мм наблюдается сдвиг максимума теплового потока вверх по потоку, т.е. дестабилизация течения. Расчет по модели Transition SST показывает изменение теплового потока в области перехода со сдвигом вверх по потоку, но положение максимума теплового потока по сравнению с базовым случаем без локального воздействия не изменяется. Следует заметить, что в экспериментах с охлаждением конуса с $R = 1,5$ мм наблюдаются пики теплового потока перед областью перехода. Причиной их возникновения является, вероятно, охлаждение модели в этой области из-за увеличения длины охлаждения, наблюдаемой в связи с конструктивными особенностями подвода охладителя, поэтому был проведен дополнительный расчет для области охлаждения x от 0 до 150 мм (33 % поверхности конуса). Видно, что в этом случае так же, как в эксперименте, наблюдается сдвиг максимума теплового потока вверх по потоку.

Расчетные исследования одновременного влияния притупления носика модели и локального нагрева/охлаждения носовой части (до 20 % длины конуса) на переход к турбулентности показало, что притупление носика модели существенно увеличивает число Рейнольдса перехода, т.е. сдвигает ЛТП вниз по потоку (рис. 6), а изменение температуры носовой части конуса (менее 15 % поверхности) практически не влияет на положение ЛТП.

Рис. 6. Зависимость теплового потока от числа Рейнольдса для разных радиусов притупления конуса в расчетах без ЛНО для вариантов 2, 7, 15 (сплошная линия), с локальным нагревом для вариантов 3, 8, 16 (штриховая линия) и с локальным охлаждением для вариантов 11, 18 (штрихпунктирная линия); $R = 0$ (1), $0,75$ (2), $1,5$ (3) мм.



Сводный график экспериментальных результатов определения зависимости числа Рейнольдса перехода Re_{tr} , рассчитанного по положению максимума теплового потока, от числа Рейнольдса Re_R , вычисленного по радиусу затупления, показан на рис. 7. Видно, что при увеличении числа Рейнольдса, рассчитанного по радиусу затупления, число Рейнольдса перехода существенно увеличивается. Такое поведение перехода для моделей с небольшим радиусом затупления и равномерно распределенной температурой поверхности хорошо известно [9]. В экспериментах в трубе Транзит-М увеличение Re_{tr} наблюдается и при локальном изменении температурного фактора в диапазоне $T_w/T_0 = 0,2-1,1$. Отметим, что в диапазоне исследованных параметров реверса перехода не наблюдается. Локальный нагрев (18 % поверхности) практически не влияет на положение перехода. Охлаждение (29 % поверхности) сдвигает переход к носовой части конуса, т.е. дестабилизирует течение.

Одной из причин задержки ламинарно-турбулентного перехода на слабо затупленных конусах является снижение локального числа Рейнольдса на границе пограничного слоя при увеличении радиуса затупления [7]. При гиперзвуковом обтекании затупленного носика конуса энтропийный слой за головной ударной волной приводит к снижению числа Маха и локального числа Рейнольдса. Если локальное число Рейнольдса перехода остается постоянным, снижение локальных чисел Рейнольдса приводит к смещению положения перехода вниз по потоку. Очевидно, что свойства потока претерпевают существенные изменения, проходя через ударную волну, этот факт послужил причиной для определения локальных единичных чисел Рейнольдса, которые были оценены в работе [23] для полей течения за ударной волной. Было показано, что большим радиусам затупления носика соответствуют более толстые пограничные слои и гораздо более низкие локальные числа Рейнольдса вдоль границ пограничных слоев.

Вторая причина задержки ламинарно-турбулентного перехода может быть связана с характеристиками устойчивости пограничного слоя, а именно с более медленным развитием возмущений при малых числах Рейнольдса и изменением восприимчивости течения к внешним возмущениям при наличии ударной волны, вызванной затуплением носовой части модели.

Восприимчивость течения учитывается в модели Transition SST через интенсивность турбулентности набегающего потока Tu . Однако в модели не учитывается изменение уровня внешней турбулентности при переходе через головную ударную волну, возникающую при обтекании тел сверхзвуковым потоком, и развитие возмущений в окрестности критической точки. Чтобы учесть эти эффекты, но при этом использовать эмпирическую зависимость критического числа Рейнольдса начала перехода, полученную для дозвуковых течений, в настоящей работе получены

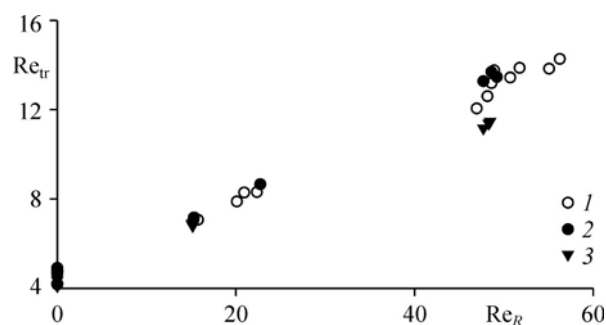


Рис. 7. Зависимость числа Рейнольдса перехода от числа Рейнольдса, рассчитанного по радиусу затупления.

1–3 — базовый случай, нагрев и охлаждение носика соответственно.

значения параметра Tu^* , при которых результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными по тепловому потоку. Анализ экспериментальных и расчетных данных, приведенных в таблице, при прочих равных условиях позволяет сформулировать основные положения, описывающие влияние различных параметров на Tu^* :

- для разных радиусов затупления Tu^* различны, и уменьшаются при увеличении радиуса затупления;
- значение Tu^* уменьшается при увеличении единичного числа Рейнольдса;
- изменение температуры носовой части конуса не влияет на Tu^* .

3. Анализ результатов на основе теории гидродинамической устойчивости

Проанализируем полученные закономерности на основе представлений теории гидродинамической устойчивости. На положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный оказывают влияние два основных физических процесса: восприимчивость пограничного слоя и характер развития в нем возмущений. Обсудим полученные результаты, основываясь на рассмотрении этих двух физических процессов.

Восприимчивость пограничного слоя может быть распределенной или локализованной. Распределенная восприимчивость связана с прохождением внешних возмущений через ударную волну и их взаимодействием с пограничным слоем по всей поверхности модели. Как правило, в аэродинамических трубах эти возмущения генерируются пограничным слоем на стенках сопла аэродинамической трубы и представляют собой медленные акустические волны. При малых радиусах затупления можно принять, что влияние притупления модели на ударную волну вдали от носовой части мало, и распределенная восприимчивость играет менее значимую роль, чем локализованная восприимчивость у вершины конуса. То есть основное изменение Tu^* связано с локализованной восприимчивостью у передней носовой части конуса.

Перед затупленной вершиной конуса формируется отошедший скачок уплотнения. Внешние возмущения проходят через прямой скачок уплотнения и развиваются в пограничном слое в области критической точки. При разных радиусах притупления различны процессы формирования начальной турбулентности в пограничном слое, вызывающей переходные процессы. Если прохождение возмущений через отошедший скачок для различных радиусов затупления можно принять соразмерными, то развитие возмущений в пограничном слое при разных затуплениях существенно разное.

Оценим возможное изменение амплитуды возмущений в пограничном слое в окрестности затупления. Известно, что внешнее к пограничному слою течение в критической точке задается линейной зависимостью от продольной координаты $U = C \cdot x$, где C — размерный коэффициент, связанный с размерностью длины и скорости и характеризующий интенсивность течения. Тогда пограничный слой в передней критической точке описывается решением Фокнера–Скэн при $\beta = 1$ [24]. При осесимметричном течении толщина пограничного слоя $\delta = 2,6 \sqrt{\nu / C}$ и не зависит от координаты вдоль поверхности затупления s . Рассмотрим окрестность критической точки с характерным размером порядка радиуса затупления R . В этом случае можно принять толщину пограничного слоя $\delta = 2,6 \sqrt{\nu R / U}$, а толщину вытеснения — $\delta^* = 0,7 \sqrt{\nu R / U}$. В рассматриваемой области число Рейнольдса, вычисленное по толщине вытеснения, будет равно: $Re^* = Re_1 \cdot \delta^* \approx 0,7 \sqrt{R \cdot U / \nu}$.

Усиление малых возмущений в пограничном слое пропорционально $\exp(N)$, где $N = \int (-\alpha_i) ds$, где $-\alpha_i$ — размерный коэффициент усиления возмущений. Так как толщина пограничного слоя постоянна, то на расстоянии R от точки растекания $N = (-\alpha_i) \cdot R$. В пограничном слое, описываемом решением Фокнера–Скэн при $\beta = 1$ и $Re^* \approx 500$, для максимально растущих возмущений $-\alpha_i \approx 0,01 / \delta^*$ [25]. Если единичное число Рейнольдса

набегающего потока принять $Re_1 \approx 34 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, что соответствует вариантам 7–19 в таблице, а также учесть уменьшение Re_1 при прохождении потока через прямой скачок уплотнения, то $Re^* \approx 50$. Это соответствует сильно затухающим возмущениям. Можно принять, что затухание того же порядка (по модулю), что и нарастание, и $-\alpha_i \approx -0,01/\delta^*$. Тогда $N = -0,01/\delta^* \cdot R \approx -0,014 \sqrt{R \cdot U/\nu}$. Ослабление тем сильнее, чем больше радиус затупления. Если принять, что $Tu^* = 0,8$ для острого конуса (позиция 6 в таблице), то оценка для $R = 0,75 \text{ мм}$ дает уменьшение амплитуды возмущений до $Tu^* = 0,3$, а для $R = 1,5 \text{ мм}$ — до $Tu^* = 0,2$, что качественно согласуется с табличными данными (варианты 7–19).

Известно, что положение перехода на идентичных моделях при испытаниях в аэродинамических трубах зависит от величины Re_1 (влияние единичного числа Рейнольдса на переход) (см., например, [9]). Как правило, при увеличении Re_1 число Рейнольдса перехода растет, а турбулентность в рабочей части трубы уменьшается. Поэтому считается, что изменение Re_c при изменении Re_1 напрямую связано с изменением Tu . Из табличных данных, представленных в настоящей работе, следует, что для модели с острым носиком при увеличении Re_1 от $12,47 \cdot 10^6$ до $21,4 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ расчетное Tu^* уменьшается примерно на 20 % (варианты 2–6). На такую же величину уменьшается Tu при измерениях турбулентности в рабочей части аэродинамической трубы Транзит-М [13], в которой выполнены эксперименты.

Проведенный анализ показывает, что полученные данные не противоречат физическим представлениям о возникновении ламинарно-турбулентного перехода, базирующимся на теории гидродинамической устойчивости. Более того, можно заключить, что проприетарные эмпирические зависимости, заложенные в модели Transition SST, качественно правильно учитывают основные закономерности возникновения ЛТП при больших скоростях, но не учитывают специфику сверхзвуковых течений. Эта специфика выражается в том, что при сверхзвуковых скоростях внешняя турбулентность претерпевает специфические для сверхзвуковых скоростей изменения, такие как прохождение возмущений через скачки уплотнения, развитие возмущений в зонах с сильными локальными неоднородностями течения (например, в области затупления носовой части модели).

При изменении температуры поверхности невязкое обтекание конуса изменяется незначительно. Можно принять, что и восприимчивость течения к внешним возмущениям изменяется слабо. Основное влияние на ламинарно-турбулентный переход оказывает характер развития возмущений, устойчивость течения. Нагрев/охлаждение оказывает влияние на развитие возмущений в локальной области течения, но достаточно быстро вниз по потоку происходит релаксация течения к равновесному состоянию [5, 6]. Следовательно, становится важным расположение области изменения температуры поверхности на модели. Если изменение температуры происходит в области затухания возмущений, предписываемой теорией устойчивости, то влияние на переходные процессы из-за релаксации будет слабое. Приближение области изменения температуры поверхности к области неустойчивости, оказывает все большее влияние на ЛТП, так как релаксационные процессы еще не завершены. Множественные и противоречивые факторы, воздействующие на развитие возмущений, оказывают противоречивое влияние на ЛТП. Это влияние неоднозначно и в каждом конкретном случае требует специального рассмотрения.

Заключение

Проведено исследование ламинарно-турбулентного перехода при числе Маха 5,95 в пограничном слое 7-градусных конусов с небольшим радиусом затупления вершины (до 1,5 мм). Температура носовой части модели изменялась в диапазоне 90–440 К.

Эксперименты выполнялись в двух аэродинамических трубах ИТПМ СО РАН: ИТ-302М и Транзит-М. Положение перехода определялось по распределению тепловых потоков, полученных калориметрическими датчиками и тепловизором.

Экспериментально-расчетным методом подтверждено, что малое притупление носовой части конуса существенно сдвигает положение ламинарно-турбулентного перехода вниз по потоку. Этот эффект сохраняется и при испытании моделей с локальным нагревом/охлаждением носика. Показано, что для условий экспериментов в использованных аэродинамических трубах локальный (до 18 % общей длины) нагрев/охлаждение носовой части острого и затупленного ($R \leq 1,5$ мм) конусов практически не влияет на положение ламинарно-турбулентного перехода.

Локальное охлаждение (до 29 % общей длины) носовой части конуса с $R = 1,5$ мм приводит к заметному сдвигу положения перехода вверх по потоку (на 13 % по сравнению с отсутствием охлаждения). Таким образом, с увеличением радиуса затупления эффект дестабилизации течения при локальном охлаждении носовой части конуса усиливается, однако он существенно меньше, чем стабилизирующий эффект самого притупления.

По имеющемуся набору экспериментальных данных проведена частичная калибровка модели перехода Transition SST для сверхзвуковых течений. Продемонстрировано, что эмпирическую зависимость для критического числа Рейнольдса начала перехода, откалиброванную для дозвуковых течений, можно использовать и для сверхзвуковых течений около малозатупленных (до $R = 1,5$ мм) конусов путем изменения значения параметра внешней турбулентности. Новая величина Ti^* существенно зависит от радиуса затупления вершины конуса и практически не зависит от локального изменения температуры поверхности.

Полученные в работе результаты проанализированы на основе теории гидродинамической устойчивости. Анализ показал, что они не противоречат физическим представлениям о возникновении ламинарно-турбулентного перехода, однако указывают на необходимость калибровки модели перехода Transition SST в более широком диапазоне параметров, учитывающих геометрию модели. В этой модели не учитывается, что при сверхзвуковых скоростях внешняя турбулентность претерпевает специфические для сверхзвуковых скоростей изменения, такие как прохождение возмущений через скачки уплотнения и развитие возмущений в окрестности критической точки.

Список литературы

1. Бойко А.В., Кириловский С.В., Маслов А.А., Поплавская Т.В. Инженерное моделирование ламинарно-турбулентного перехода: достижения и проблемы (обзор) // Прикл. механика и технич. физика. 2015. Т. 56, № 5. С. 30–49.
2. Мэк Л.М. Линейная теория устойчивости и проблемы перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный при сверхзвуковом течении // Ракетная техника и космонавтика. 1975. Т. 13, № 3. С. 31–47.
3. Lysenko V.I., Maslov A.A. The effect of cooling on supersonic boundary-layer stability // J. of Fluid Mechanics. 1984. Vol. 147. P. 39–52.
4. Fedorov A., Soudakov V., Egorov I., Sidorenko A., Gromyko Y., Bountin, D., Polivanov P., Maslov A. High-speed boundary-layer stability on a cone with localized wall heating or cooling // AIAA J. 2015. Vol. 53, Pt. 9. P. 2512–2524.
5. Bountin D.A., Gromyko Yu.V., Polivanov P.A., Sidorenko A.A., Nastobursky A.S., Maslov A.A. Effects of temperature factor of cone nose-tip on a transition to turbulence // AIP Conf. Proc. 2016. Vol. 1770. P. 030061-1–030061-4.
6. Бунтин Д.А., Маслов А.А., Громько Ю.В. Влияние температуры носовой части конуса на спектры возмущений в гиперзвуковом пограничном слое // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, Вып. 20. С. 12–19.
7. Stetson K.F., Rushton G.H. Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at $M = 5.5$ // AIAA J. 1967. Vol. 5, No. 5. P. 899–906.
8. Fischer M.C. An experimental investigation of boundary-layer transition on a 10° half-angle cone at Mach 6.9 // Technical Report NASA TN-D-5766. 1970. P. 1–63.

9. Гапонов С.А., Маслов А.А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
10. Davis M.B., Reed H., Youngren H., Smith B., Bender E. Transition prediction method review summary for the rapid assessment tool for transition prediction // Technical Report 2005–3130 / Ed. M.B. Davis, H. Reed, H. Youngren et al.: Fort Worth. AFRL-VA-WP, 2005.
11. Menter F.R., Esch T., Kubacki S. Transition modelling based on local variables // Engineering turbulence modelling and experiments 5: Proc. of the 5th Intern. symp. on engineering turbulence modelling and measurements, Mallorca (Spain), 16–18 Sept. 2002 / Ed. W. Rodi, N. Fueyo. Amsterdam: Elsevier, 2002. P. 555–564.
12. Van Driest E.R., Blumer C.B. Boundary layer transition: free-stream turbulence and pres-sure gradient effects // AIAA J. 1963. Vol. 1, No. 6. P. 1303–1306.
13. Fomin V.M., Kharitonov A.M., Maslov A.A., Shplyuk A.N., Shumskii V.V., Yaroslavtsev M.I., Zvegintsev V.I. Hypersonic short-duration facilities for aerodynamic research at ITAM, Russia // Experimental Methods of Shock Wave Research. 2016. Vol. 9. P. 315–346.
14. Громыко Ю.В., Поливанов П.А., Сидоренко А.А., Бунтин Д.А., Маслов А.А. Экспериментальное исследование естественного шума гиперзвуковой аэродинамической трубы «Транзит-М» // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 4. С. 491–504.
15. Fu H., Liao B., Wang Y.-H., Xiao F.-R., Sun B.-Ch. Thermal stability of polyether ketone composites under dry-sliding friction and wear conditions // Iranian Polymer Journal. 2008. Vol. 17, No. 7. P. 493–501.
16. Бунтин Д.А., Громыко Ю.В., Маслов А.А., Поливанов П.А., Сидоренко А.А. Об определении положения ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя оптическими методами // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, № 6. С. 797–800.
17. Cook W.J., Felderman E.J. Reduction of data from thin film heat transfer gauges. A concise numerical technique // AIAA J. 1966. Vol. 4, No. 3. P. 561–562.
18. Maslov A., Bountin D., Shplyuk A., Sidorenko A., Shen Q., Bi Z. Experimental study of compressible boundary layer on a cone at angles of attack // Acta Mechanica Sinica. 2009. Vol. 25. P. 325–333.
19. Menter F.R., Langtry R.B., Likki S.R., Suzen Y.B., Huang P.G., Völker S. A correlation-based transition model using local variables. Pt. 1. Model formulation // J. of Turbomachinery. 2004. Vol. 128, No. 3. P. 413–422.
20. Menter F.R., Langtry R.B. Correlation-based transition modeling for unstructured parallelized computational fluid dynamics codes // AIAA J. 2009. Vol. 47, No. 12. P. 2894–2906.
21. Grabe C., Krumbein A. Extension of the γ - Re_{θ} -model for prediction of crossflow transition // AIAA Paper. 2014. No. 2014–1269.
22. Willems S., Gülhan A. Experiments on shock induced laminar-turbulent transition on a flat plate at Mach 6 // 5th European Conf. for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS) 2013. P. 1–12.
23. Zhong X. Numerical simulation of hypersonic boundary layer receptivity and stability on blunt circular cones // AIAA Paper. 2009. P. 2009–0940.
24. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969. С. 742.
25. Левченко В.Я., Володин А.Г., Гапонов С.А. Характеристики устойчивости пограничных слоев. Новосибирск: Наука, 1975. 314 с.

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2018 г.