

УДК 532.526.3

ТУРБУЛИЗАЦИЯ СЛЕДА ЗА ОДИНОЧНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ ШЕРОХОВАТОСТИ НА ЗАТУПЛЕННОМ ТЕЛЕ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ЧИСЛЕ МАХА

П. А. Поливанов, Ю. В. Громыко, А. А. Сидоренко, А. А. Маслов

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

E-mails: polivanov@itam.nsc.ru, yurkonsk@gmail.com, sindr@itam.nsc.ru, maslov@itam.nsc.ru

Проведено экспериментальное исследование влияния одиночного элемента шероховатости цилиндрической формы на ламинарно-турбулентный переход при наличии энтропийного слоя. Эксперименты выполнены на затупленной конической модели при числе Маха $M = 5$. Элемент шероховатости размещался на затупленном носике модели. На основе термоанемометрических измерений получена информация о средних и нестационарных параметрах пограничного слоя в следе за элементом шероховатости. Показано, что турбулизация за элементом шероховатости происходит при локальном числе Рейнольдса, вычисляемом по высоте элемента шероховатости и равном $400 \div 500$. Установлено, что наличие шероховатости оказывает значительное влияние на нестационарные характеристики пограничного слоя при высоте элемента шероховатости, меньшей эффективной.

Ключевые слова: пограничный слой, гиперзвуковые скорости, ламинарно-турбулентный переход, шероховатость, энтропийный слой.

DOI: 10.15372/PMTF20170510

Введение. Шероховатость стенки может оказывать значительное влияние на распределение тепловых потоков на гиперзвуковых летательных аппаратах (ГЛА), что в основном обусловлено смещением области ламинарно-турбулентного перехода [1]. При этом большие тепловые нагрузки могут приводить к изменению высоты элементов шероховатости стенки в ходе полета вследствие абляции теплозащитного материала, эрозии поверхности и др. Таким образом, для проектирования теплозащиты ГЛА необходимы надежные критерии оценки влияния шероховатости на ламинарно-турбулентный переход вдоль всей траектории движения [2]. Большинство работ этой тематики можно разделить на две группы. В работах первой группы рассматривается влияние шероховатости (в основном распределенной) на положение области перехода для затупленных тел, в частности для возвращаемых космических аппаратов. В этой задаче вследствие большой интенсивности головной ударной волны шероховатость находится, как правило, в зоне дозвукового течения. Обзор работ, посвященных изучению этой проблемы, приведен в [3]. Работы второй группы посвящены исследованию влияния единичной или распределенной шероховатости на переход при гиперзвуковой скорости на границе пограничного слоя. Обзор этих работ представлен в [4]. Анализ указанных выше работ показал, что при решении первой группы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 14-11-00490п).

© Поливанов П. А., Громыко Ю. В., Сидоренко А. А., Маслов А. А., 2017

задач могут быть использованы эмпирические критерии, основанные на локальном числе Рейнольдса, вычисляемом по высоте элемента шероховатости: $Re_{kk} = \rho_k u_k k / \mu_w$ (ρ_k , u_k — плотность и скорость невозмущенного потока на высоте, равной высоте элемента шероховатости; k — высота элемента шероховатости; μ_w — вязкость газа вблизи стенки). Так, если $Re_{kk} > 250$ в случае распределенной шероховатости и $Re_{kk} > 400$ в случае единичной шероховатости, то турбулизация течения происходит непосредственно за элементом шероховатости. В работе [4] такая высота элемента шероховатости называется эффективной. Высота элемента шероховатости, не оказывающая непосредственного влияния на переход, называется докритической, высота элемента шероховатости, при которой происходит смещение положения области перехода, — критической. Обычно диапазон значений Re_{kk} , в котором высота элемента шероховатости является критической, достаточно мал [5], поэтому его исследованию уделялось недостаточно внимания. Эмпирические критерии неприменимы при решении второй группы задач, поскольку с увеличением числа Маха [6] значение эффективной высоты элемента шероховатости быстро возрастает. В настоящее время отсутствуют надежные критерии, определяющие эффективную высоту элемента шероховатости для гиперзвуковых течений. В работах [7, 8] проведены исследования влияния распределенной шероховатости на тепловой поток на затупленных телах на аэробаллистической трассе. Анализ тепловых потоков позволил установить, что полученные данные о влиянии шероховатости на переход хорошо согласуются с известными данными. При этом замена воздуха, используемого в качестве рабочего газа, на диоксид углерода не приводила к изменению критерия перехода. Однако следует отметить, что в разных работах осредненная высота элементов шероховатости вычисляется по разным формулам. Это не позволяет провести корректное сравнение полученных результатов.

Переход к турбулентному режиму при обтекании затупленных тел в аэродинамической трубе [9] достаточно точно определяется с использованием критериев, основанных на числе Рейнольдса Re_{kk} , однако в некоторых летных испытаниях обнаружена более ранняя турбулизация течения [10]. В работе [10] показано, что в режиме полета $t < 105$ с, $H = 2 \div 36$ км, $M < 5,6$, $Re_{kk} < 34$ на всей поверхности головного обтекателя имеет место турбулентный пограничный слой. Возможно, это обусловлено вибрациями ракеты, возникающими при работе маршевых двигателей.

Развитие экспериментальных [11] и расчетных [12] методов позволяет уточнить инженерные методы определения положения области ламинарно-турбулентного перехода для гиперзвуковых течений. Например, в работах [13, 14] на основе трехмерных численных расчетов получены картины течения вблизи одиночной и распределенной шероховатости при различных числах Маха. Из представленных в [13, 14] результатов следует, что за одиночным элементом шероховатости всегда возникают пара продольных вихрей и несколько дополнительных. При этом с уменьшением числа Маха интенсивность дополнительных продольных вихрей возрастает, что, по-видимому, является причиной увеличения значения Re_{kk} с ростом числа Маха.

Как отмечено выше, в большинстве работ исследуется влияние шероховатости на переход либо непосредственно на затупленной части обтекаемого тела, либо в зоне безградиентного течения (конус, пластина и т. д.). В работе [15] исследовалось влияние шероховатости, размещенной на затупленном носике конической модели, на положение области ламинарно-турбулентного перехода при числе Маха $M = 6$. Обнаружено, что при определенных параметрах наличие такой шероховатости приводит к резкому смещению области перехода вверх по потоку с хвостовой части на носик модели. Поскольку в этом случае в зоне шероховатости и в области перехода характерные параметры пограничного слоя различаются на порядок, сложно объяснить, какое влияние оказывает шероховатость на устойчивость пограничного слоя.

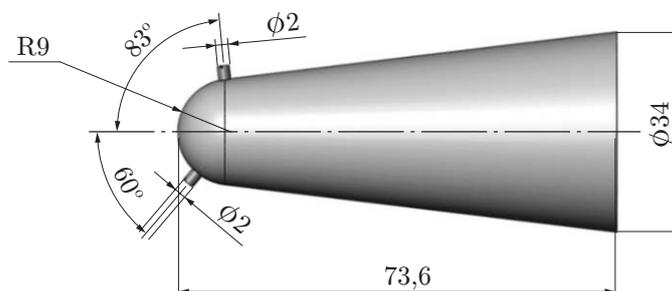


Рис. 1. Геометрия модели для исследования одиночного элемента шероховатости

В данной работе проводится параметрическое экспериментальное исследование эволюции процессов турбулизации за одиночным элементом шероховатости, размещенным на затупленной части конической модели. Одиночный элемент шероховатости был выбран аналогично тому, как это сделано в работе [16], что позволило верифицировать результаты, полученные в экспериментах.

1. Постановка эксперимента. Эксперименты проведены на установке Т-3276 Института теоретической и прикладной механики СО РАН с длительностью пуска, приближенно равной 35 с, при числе Маха $M = 5$, температуре торможения $T_0 = 295$ К, давлении торможения $P_0 = 101,3$ кПа, $Re_1 = 3,2 \cdot 10^6$ м⁻¹. На основе предварительных экспериментов была определена геометрия модели с максимально возможным радиусом затупления, обеспечивающая запуск аэродинамической трубы (рис. 1). Полуугол раствора носовой части модели равен 7° , радиус затупления — 9 мм, длина модели — 73,6 мм. Элемент шероховатости представлял собой цилиндр диаметром $d = 2$ мм, высота h могла изменяться в диапазоне $0 \div 2$ мм. Элемент шероховатости мог устанавливаться в двух положениях относительно оси модели ($\theta = 60^\circ$ и $\theta = 83^\circ$). При этом расстояние x от носика модели до основания цилиндра составляло 7,8 и 8,9 мм соответственно.

Измерения осуществлялись термоанемометром постоянного сопротивления AN-1003, оснащенный одноточечным датчиком. Датчик термоанемометра был прокалиброван в свободном потоке путем изменения давления в форкамере. Использовался датчик с нитью достаточно большого диаметра (10 мкм), термоанемометр с этим датчиком был настроен на максимальную частоту, приближенно равную 150 кГц, однако анализ полученных данных показал, что вследствие низкого уровня полезного сигнала реальная максимальная частота составляла приблизительно 25 кГц. Это не позволило определить характерные частоты пульсаций, возникающих за элементом шероховатости. При анализе данных учитывалось, что длина нити составляла 2 мм, поэтому требовалось проводить осреднение результатов по пространству.

В ходе экспериментов измерены массовый расход и пульсации массового расхода за элементом шероховатости в различных сечениях. При каждом пуске проводилось сканирование потока по азимутальной координате путем вращения модели, при этом изменялась нормальная или продольная координата. Исследованы следующие варианты расположения элемента шероховатости различной высоты:

1) $\theta = 83^\circ$, $k = 0; 0,25; 0,50; 0,75; 1,00; 2,00$ мм при $x = 49$ мм и $k = 0,5; 1,0$ мм при $x = 17$ мм;

2) $\theta = 60^\circ$, $k = 0; 0,25; 0,50; 1,00$ мм при $x = 49$ мм.

На рис. 2 показано распределение числа Рейнольдса Re_{kk} вдоль затупленной части конуса при различной высоте элемента шероховатости. Необходимые параметры для определения локального числа Рейнольдса получены в результате газодинамического расчета, выполненного с помощью пакета программ Ansys Fluent. Как отмечено выше, в случае

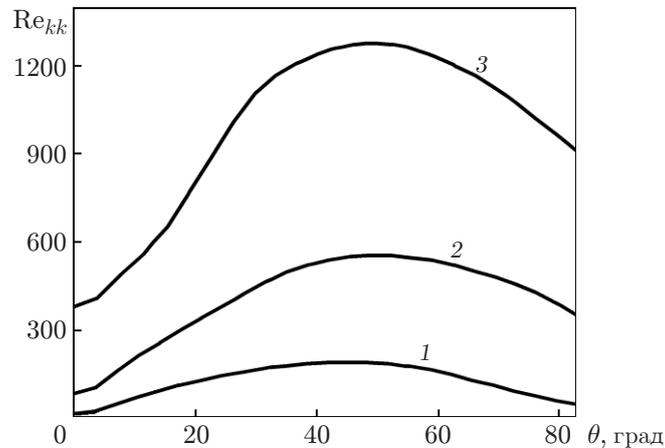


Рис. 2. Распределение числа Рейнольдса Re_{kk} вдоль носика модели при различной высоте элемента шероховатости:

1 — $k = 0,2$ мм, 2 — $k = 0,5$ мм, 3 — $k = 1$ мм

одиночного элемента шероховатости значение локального числа Рейнольдса, при котором турбулизация на поверхности затупленных тел происходит непосредственно за элементом шероховатости, обычно равно $Re_{kk} \approx 450$. Таким образом, в случае $\theta = 60^\circ$ переход должен произойти при $k \approx 0,50$ мм, в случае $\theta = 83^\circ$ — при $k \approx 0,65$ мм.

2. Результаты эксперимента. На рис. 3 показано распределение массового расхода вдоль азимутальной координаты β (значение $\beta = 0^\circ$ соответствует положению элемента шероховатости) при $\theta = 83^\circ$. Массовый расход нормировался на значение массового расхода в набегающем потоке $\rho U_{inf} = 9,55$ кг/(м²·с), координата y — на локальную толщину невозмущенного ламинарного пограничного слоя, которая в сечении $x = 41$ мм составляла $\delta = 2,2$ мм, а в сечении $x = 17$ мм — $\delta = 1,4$ мм. Поскольку энтропийный слой имел большую толщину, точное определение толщины пограничного слоя было затруднено, поэтому в качестве границы пограничного слоя принималась точка, в которой значительно изменялась производная $\delta(\rho U)/\delta y$ (рис. 4). На рис. 3 видно увеличение наполненности профиля массового расхода за элементом шероховатости, что свидетельствует о турбулизации пограничного слоя. Существенное уменьшение массового расхода наблюдается в

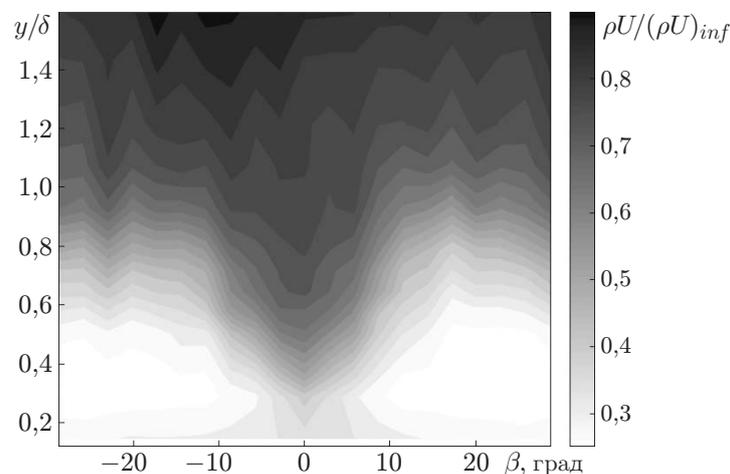


Рис. 3. Поле массового расхода $\rho U / (\rho U)_{inf}$ при $k = 1$ мм, $x = 49$ мм, $\theta = 83^\circ$

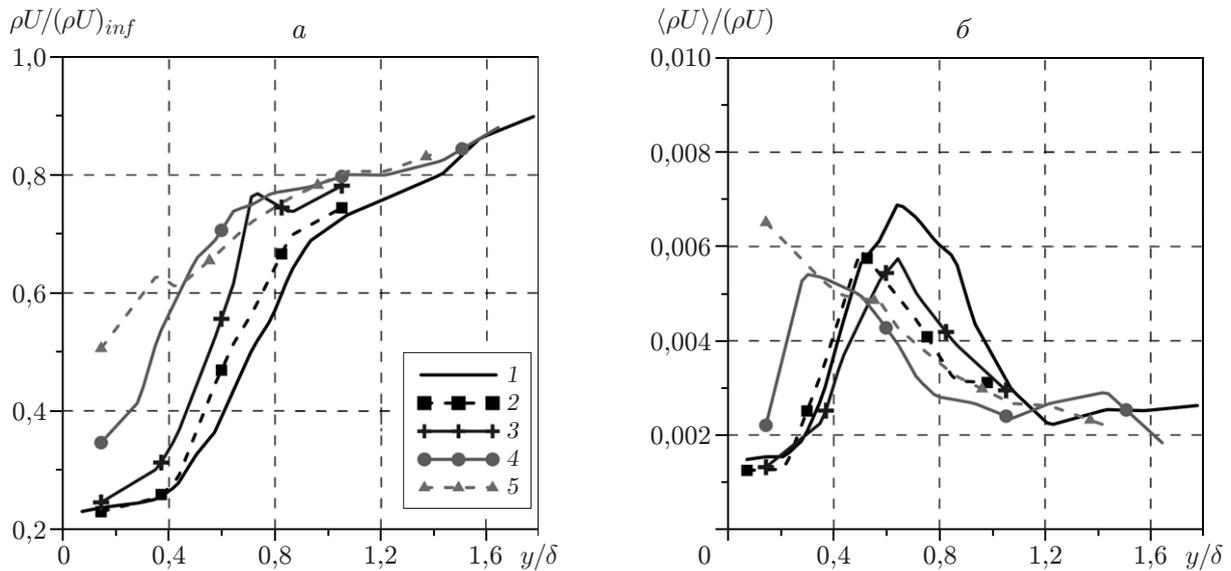


Рис. 4. Профили массового расхода (а) и его пульсаций (б) при $x = 49$ мм, $\theta = 83^\circ$:
 1 — $k = 0$, 2 — $k = 0,5$ мм, 3 — $k = 0,75$ мм, 4 — $k = 1$ мм, 5 — $k = 2$ мм

диапазоне $\beta = -10 \div 10^\circ$, что для данного сечения соответствует длине дуги $\Delta z / \delta = 2,21$. Таким образом, турбулизация течения наблюдается в относительно узком следе, в то время как возмущение пограничного слоя — во всей зоне измерения ($\beta = -28 \div 28^\circ$), о чем свидетельствует неравномерность распределения массового расхода в трансверсальном направлении, которой не наблюдалось для модели с гладким носиком.

На рис. 4 представлены профили массового расхода и его пульсаций, полученные при различной высоте элемента шероховатости в сечении $x = 49$ мм, $\beta = 0^\circ$, $\theta = 83^\circ$. В случае гладкого носика ($k = 0$) можно выделить две особенности: 1) наличие энтропийного слоя, о чем свидетельствует изменение угла наклона профиля на границе пограничного слоя ($y/\delta > 0,7$); 2) изменение формы профиля вблизи стенки ($y/\delta < 0,4$), обусловленное сложностью измерения массового расхода при малых значениях расхода воздуха (в этом случае используется экстраполяция данных). Из распределений пульсаций следует, что в случае ламинарного пограничного слоя максимум пульсаций находится в точке $y = 0,7\delta$. Для элементов шероховатости малой высоты ($k < 0,75$ мм) наполненность профиля меняется незначительно, однако при $k = 1, 2$ мм профиль существенно наполняется. На профиле массового расхода появляется участок, на котором распределение близко к логарифмическому, что свидетельствует о турбулизации течения. Кроме того, при $k = 1, 2$ мм происходит смещение пика пульсаций к поверхности модели, что также свидетельствует о турбулизации пограничного слоя. Незначительное изменение амплитуды пульсаций объясняется ограниченностью частотного диапазона датчика, что не позволяет оценить реальное значение уровня пульсаций.

На рис. 5, 6 показано изменение формы пограничного слоя в трансверсальном направлении. Линии построены по точкам, в которых массовый расход составлял 75 % массового расхода на границе основного потока и пограничного слоя. При $x = 49$ мм $\rho U = 5,25$ кг/(м²·с), при $x = 17$ мм $\rho U = 3,72$ кг/(м²·с). Уменьшение значения y свидетельствует о большей наполненности профиля. Из рис. 5, 6 следует, что в отсутствие шероховатости имеет место небольшая несимметричность изолиний массового расхода. Возможно, это обусловлено неравномерностью распределения параметров в набегающем потоке или наличием ненулевого угла скольжения. При высоте элемента шероховатости

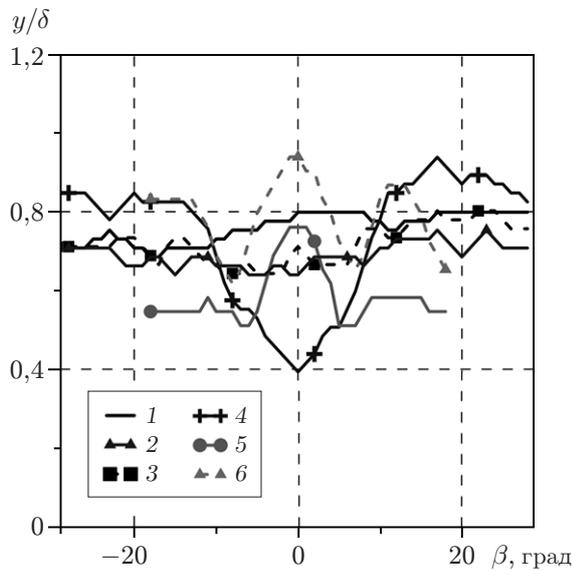


Рис. 5

Рис. 5. Положение изолинии расхода при $\theta = 83^\circ$ и различных значениях k , x : 1–4 — $x = 49$ мм (1 — $k = 0$, 2 — $k = 0,25$ мм, 3 — $k = 0,5$ мм, 4 — $k = 1$ мм), 5, 6 — $x = 17$ мм (5 — $k = 0,5$ мм, 6 — $k = 1$ мм)

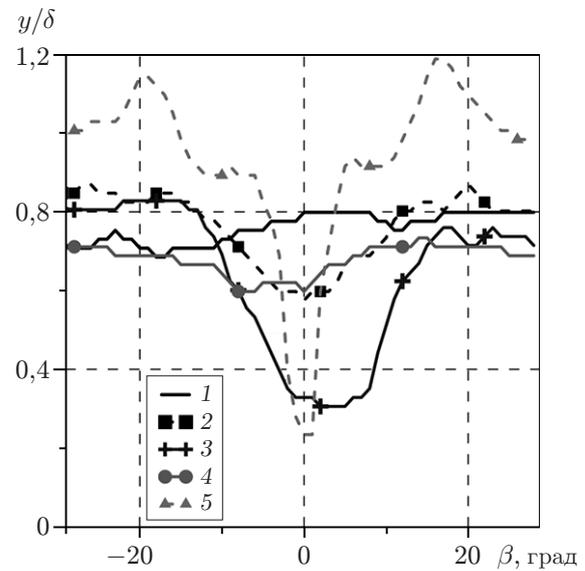


Рис. 6

Рис. 6. Положение изолинии расхода при $x = 49$ мм и различных значениях k , θ : 1 — $\theta = 0^\circ$, $k = 0$, 2, 3 — $\theta = 60^\circ$ (2 — $k = 0,5$ мм, 3 — $k = 1$ мм), 4, 5 — $\theta = 83^\circ$ (4 — $k = 0,75$ мм, 5 — $k = 2$ мм)

$k = 0,25; 0,50$ мм среднее течение остается ламинарным, но в азимутальном направлении имеется неравномерность во всей области измерения, а в диапазоне $\beta = -10 \div 10^\circ$ несколько увеличивается наполненность профиля. При $k = 0,75$ мм наблюдается более существенное увеличение наполненности профиля за элементом шероховатости. С учетом данных о профилях массового расхода это значение высоты k можно считать минимальной эффективной высотой элемента шероховатости. Данный результат хорошо согласуется со значением эффективной высоты элемента шероховатости k , определенным с помощью эмпирического критерия (см. рис. 2). Увеличение высоты элемента шероховатости до значений $k = 1, 2$ мм приводит к более существенной наполненности профиля в диапазоне $\beta = -10 \div 10^\circ$, но в диапазоне $\beta = -28 \div -10^\circ$ наполненность профиля пограничного слоя меньше, чем в случае отсутствия шероховатости. Это объясняется влиянием пары продольных вихрей, формирующихся за цилиндром, которое приводит к увеличению толщины ламинарного пограничного слоя.

Из рис. 6 следует, что непосредственно за элементом шероховатости наполненность профиля вследствие турбулизации возрастает, однако увеличение интенсивности вихрей приводит к значительному сужению этой области. За пределами данной области наблюдается значительное возмущение течения по мере уменьшения наполненности профиля, что, по-видимому, обусловлено увеличением интенсивности пары вихрей и ударной волны, образующейся за элементом шероховатости. Таким образом, появление равновесного турбулентного пограничного слоя вызвано не только увеличением высоты элемента шероховатости.

Картина течения, полученная при $\theta = 60^\circ$, качественно согласуется с картиной течения, полученной при $\theta = 83^\circ$, но эффективная высота элемента шероховатости уменьшается до значения $k = 0,50$ мм. Более того, из полученных данных следует, что в случае

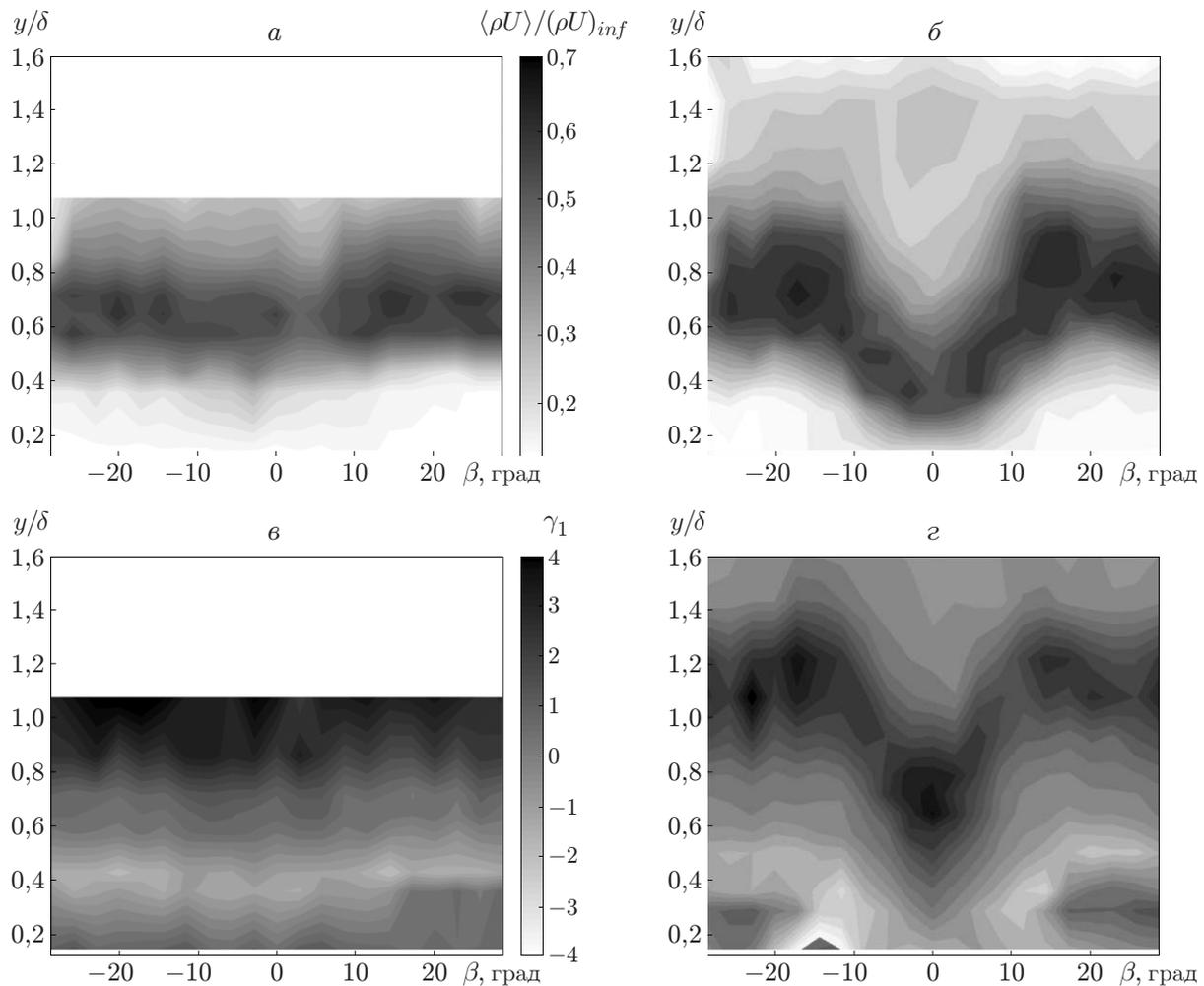


Рис. 7. Распределения среднеквадратичных пульсаций массового расхода (*а, б*) и коэффициента асимметрии (*в, г*) при $x = 49$ мм, $\theta = 83^\circ$ и различной высоте элемента шероховатости:

а, в — $k = 0,5$ мм, *б, г* — $k = 1$ мм

$\theta = 60^\circ$, $k = 0,50$ мм турбулизация течения более четко выражена, чем в случае $\theta = 83^\circ$, $k = 0,75$ мм. Следовательно, значение эффективного числа Рейнольдса Re_{kk} при $\theta = 60^\circ$ должно быть меньше, чем при $\theta = 83^\circ$. Тем не менее полученные в настоящей работе данные хорошо согласуются с прогнозируемыми значениями эффективного числа Рейнольдса $Re_{kk} = 400 \div 500$.

На рис. 5 приведены также данные, полученные в сечении $x = 17$ мм. Видно, что при высоте элемента шероховатости, меньшей эффективной ($k = 0,50$ мм), и эффективной высоте шероховатости ($k = 1$ мм) распределения параметров качественно согласуются. Это свидетельствует о сходстве процессов на начальном этапе. В обоих случаях ($k = 0,50$; $1,00$ мм) в следе за элементом шероховатости возникает зона торможения течения. Появление симметричных зон с увеличенной наполненностью профиля обусловлено влиянием пары вихрей, формируемых шероховатостью. Максимум в распределении пульсаций наблюдается в областях наибольших градиентов скорости. Наличие больших пульсаций массового расхода в этих зонах свидетельствует о неустойчивости сдвигового течения, формирующегося за элементом шероховатости (пара вихрей и область торможения течения).

Далее в зависимости от величины деформации профиля пульсации в следе за элементом шероховатости либо затухают, либо возрастают, что приводит к быстрой турбулизации течения.

Полученные данные показывают, что течение формируется за элементом шероховатости в результате интерференции затухающих вниз по потоку продольных вихрей и турбулизации пограничного слоя.

На рис. 7 представлены поля пульсаций и коэффициентов асимметрии $\gamma_1 = \mu_3/\sigma$ (μ_3 — третий центральный момент; σ — стандартное отклонение) для значений высоты элемента шероховатости $k = 0,50$ и $k = 1,00$ мм (эффективная высота). Видно, что при $k = 0,50$ мм распределение пульсаций в азимутальном направлении с шагом $4-10^\circ$ является неравномерным, чего не наблюдалось в случае отсутствия шероховатости. Кроме того, на границе с пограничным слоем коэффициент асимметрии существенно больше ($\gamma_1 \approx 4$), чем в случае гладкого носика ($\gamma_1 \approx 2,5$). Возможно, это объясняется увеличением интенсивности конвективных процессов, что свидетельствует о постепенной турбулизации течения. Следует отметить, что асимметрия поля течения наблюдается во всей зоне измерений, а не только в области увеличения наполненности профиля в среднем течении. Следует отметить, что при $k = 1,00$ мм в турбулентном течении, в отличие от среднего течения, наблюдается возмущение нестационарных параметров не только в следе за элементом шероховатости ($\beta = -10 \div 10^\circ$), но и во всей зоне измерений. Следовательно, можно предположить, что нестационарные процессы, происходящие при $|\beta| > 10^\circ$, не зависят от высоты элемента шероховатости.

Заключение. Анализ результатов экспериментального исследования позволяет сделать следующие выводы. Эффективная высота элемента шероховатости определяется значениями $Re_{kk} = 400 \div 500$. Равновесный турбулентный пограничный слой формируется на расстоянии, превышающем длину используемой модели ($L/R \approx 8$). При высоте элемента шероховатости, существенно превышающей эффективную высоту, происходит увеличение неравновесности течения в следе. Быстрая турбулизация за элементом шероховатости, по-видимому, обусловлена собственной неустойчивостью следа. Элемент шероховатости, высота которого меньше эффективной, вносит возмущение в распределение среднего и нестационарного течений, что, возможно, является причиной наблюдаемого в экспериментах [15] смещения области перехода вверх по потоку.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бойко А. В., Кириловский С. В., Маслов А. А., Поплавская Т. В.** Инженерное моделирование ламинарно-турбулентного перехода: достижения и проблемы (обзор) // ПМТФ. 2015. Т. 56, № 5. С. 30–49.
2. **Berry S. A., Horvath T. J.** Discrete-roughness transition for hypersonic flight vehicles // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45, N 2. P. 216–227.
3. **Schneider S. P.** Summary of hypersonic boundary-layer transition experiments on blunt bodies with roughness // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45, N 6. P. 1090–1105.
4. **Schneider S. P.** Effects of roughness on hypersonic boundary-layer transition // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45, N 2. P. 193–209.
5. **Van Driest E. R., McCauley W. D.** The effect of controlled three-dimensional roughness on boundary-layer transition at supersonic speeds // J. Aeronaut. Sci. 1960. V. 27, N 4. P. 261–271.
6. **Hicks R. M., Harper W. R.** A comparison of spherical and triangular boundary-layer trips on a flat plate at supersonic speeds. S. l., 1970. (Rep. / NASA; N TM-X-2146).

7. **Wilder M. C., Reda D. C., Prabhu D. K.** Effects of distributed surface roughness on turbulent heat transfer augmentation measured in hypersonic free flight. S. l., 2014. (Paper / AIAA; N 2014-0512).
8. **Wilder M. C., Reda D. C., Prabhu D. K.** Transition experiments on blunt bodies with distributed roughness in hypersonic free flight in carbon dioxide. S. l., 2015. (Paper / AIAA; N 2015-1738).
9. **Павлюченко А. М., Шийко А. Н.** Методы диагностики и результаты измерений характеристик транс-, сверх- и гиперзвуковых комплексов различных типов в летных условиях // *Авиац.-косм. техника и технология*. 2016. № 3. С. 68–91.
10. **Юрченко И. И., Каракотин И. Н., Кудинов А. С.** Турбулентно-ламинарный переход на поверхности ракет в условиях выведения // *Наука и образование*. 2014. № 9. С. 88–105.
11. **Sidorenko A. A., Polivanov P. A., Gromyko Y. V., et al.** The evolution of a wave packet to turbulent spot in the boundary layer at high speeds // *AIP Conf. Proc.* 2016. V. 1770, N 1. 030045.
12. **Groskopf G., Kloker M. J.** Effects of an oblique roughness on hypersonic boundary-layer transition // *High performance computing in science and engineering '12*. Berlin; Heidelberg: Springer, 2013. P. 255–276.
13. **Iyer P. S., Muppidi S., Mahesh K.** Roughness-induced transition in high speed flows. S. l., 2011. (Paper / AIAA; N 2011-566).
14. **Кириловский С. В., Поплавская Т. В.** О влиянии одиночной шероховатости на течение в сверхзвуковом пограничном слое на затупленном конусе // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23, № 6. С. 971–974.
15. **Бунтин Д. А., Громько Ю. В., Маслов А. А. и др.** Влияние шероховатости затупленной носовой части конуса на положение ламинарно-турбулентного перехода // *Теплофизика и аэромеханика*. 2016. Т. 23, № 5. С. 655–664.
16. **Wheaton B. M., Schneider S. P.** Roughness-induced instability in a hypersonic laminar boundary layer // *AIAA J.* 2012. V. 50, N 6. P. 1245–1256.

Поступила в редакцию 31/V 2017 г.
