

УДК 532.526.3:533.6.011

## ВЛИЯНИЕ ЭНТРОПИЙНОГО СЛОЯ НА ТУРБУЛИЗАЦИЮ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В СЛЕДЕ ЗА ИЗОЛИРОВАННЫМИ НЕРОВНОСТЯМИ

© 2020 г. И. О. Погорелов<sup>a,b,\*</sup>, П. В. Чувахов<sup>a,b,\*\*</sup>

<sup>a</sup> Центральное аэрогидродинамическое институт им. проф. Н.Е. Жуковского, Жуковский, Россия

<sup>b</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

\*E-mail: [ilya.pogorelov@phystech.edu](mailto:ilya.pogorelov@phystech.edu)

\*\*E-mail: [pavel\\_chuvahov@mail.ru](mailto:pavel_chuvahov@mail.ru)

Поступила в редакцию 01.03.2020 г.

После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 12.03.2020 г.

Экспериментально изучено влияние энтропийного слоя, порожденного малым притуплением передней кромки плоской пластины, на ламинарно-турбулентный переход сверхзвукового пограничного слоя в следе за изолированными элементами неровности, расположенными на поверхности пластины; радиус притупления варьируется. Эксперименты выполнены при числе Маха 6 в диапазоне числа Рейнольдса  $(0.4-2.3) \cdot 10^6$ , рассчитанного по месту расположения неровности и параметрам набегающего потока. Проверяются известные корреляции, оценивается критерий перехода.

*Ключевые слова:* сверхзвуковой пограничный слой, ламинарно-турбулентный переход, изолированная неровность, эксперимент, корреляции, критерий, реверс

DOI: 10.31857/S0568528120050114

При разработке сверхзвукового летательного аппарата необходимо учитывать положение ламинарно-турбулентного перехода в пограничном слое. Переход приводит к росту сопротивления трения и теплового потока к поверхности, что определяет требования к тепловой защите элементов ЛА. В малозумных условиях полета при обтекании достаточно гладких поверхностей переход к турбулентности хорошо описывается в рамках линейной теории устойчивости. На практике чистота поверхности неидеальна, и ранний ЛТП может быть вызван достаточно крупной неровностью поверхности.

Неровность порождает вихревой след и может приводить к так называемому “байпасному” режиму ЛТП, при котором линейная стадия развития возмущений отсутствует [1]. Неровности, высота которых ниже некоторой критической величины, не оказывают существенного влияния на положение перехода (докритический режим). С ростом высоты след за неровностью распадается в турбулентный клин (закритический режим). Вершина клина быстро смещается вверх по потоку, пока неровность не достигнет эффективной высоты. После этого положение вершины клина слабо реагирует на рост неровности, оставаясь на некотором практически неизменном расстоянии за ней [2]. Теории и универсальных критериев, удовлетворительно предсказывающих положение ЛТП в следе за изолированной неровностью, по-видимому, не существует.

Для уменьшения тепловых нагрузок передние кромки ЛА притупляют. Вблизи притупления газ проходит через сильную (практически прямую) ударную волну, разогревается и расширяется над поверхностью пластины, формируя энтропийный слой – слой горячего газа с низкой плотностью. Непоглощенный энтропийный слой приводит к стабилизации пограничного слоя, а собственные неустойчивости энтропийного слоя слабы. Это подтверждено теоретически [3, 4] и наблюдается экспериментально: с ростом малого притупления ЛТП движется вниз по течению. Однако эксперименты на гладких пластинах и конусах показывают, что дальнейшее увеличение притупления имеет противоположный эффект – ЛТП движется вверх по течению и может наступать раньше, чем в случае острой передней кромки [5]. Это явление названо реверсом ЛТП и до сих пор не объяснено. Имеются косвенные свидетельства того, что реверс обусловлен шеро-

Таблица 1

Группа	$Re_1$ , 1/м
#1	$0.75 \cdot 10^7 \pm 8\%$
#2	$1.5 \cdot 10^7 \pm 5\%$
#3	$2.7 \cdot 10^7 \pm 2\%$
#4	$3.8 \cdot 10^7 \pm 2\%$

ховатостью поверхности. В частности, реверс перехода наблюдался в следе за изолированной неровностью [6].

Настоящая работа является развитием статьи [6]. Она расширяет экспериментальные данные по ЛТП в следе за изолированной неровностью над плоской затупленной пластиной в сверхзвуковом пограничном слое (число Маха 6): рассматриваются неровности различной высоты; анализируются известные корреляционные зависимости, полученные в других работах без варьирования радиуса притупления.

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Данный раздел приводится в кратком изложении. Подробное описание дано в [6].

### 1.1. Экспериментальная модель

Измерения проводятся на модели плоской пластины  $320 \cdot 150$  мм. Стальная носовая часть модели заменяема и позволяет формировать цилиндрическое притупление требуемого радиуса:  $R = 0.021$  (заостренная кромка);  $R = 0.18–2.0$  мм (притупленная кромка). На расстоянии  $x_k = 60$  мм вниз по потоку от острой передней кромки установлены пять стальных элементов неровностей, которые имеют форму прямого цилиндра диаметром 1 мм, расположены на расстоянии 20 мм друг от друга по размаху модели (по оси  $z$ ) и могут выдвигаться в поток на высоту до 2 мм с помощью микровинтов.

### 1.2. Аэродинамическая установка

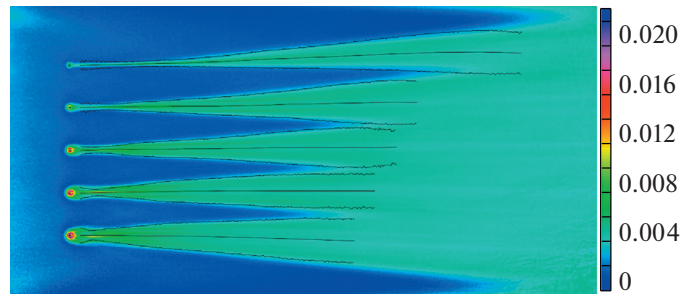
Эксперименты выполнены в ударной аэродинамической трубе УТ-1М (ЦАГИ) при числе Маха 6, температуре торможения  $T_0 = (555 \pm 5)$  К. Число Рейнольдса варьируется путем изменения давления торможения в пределах  $p_0 = 10–60$  бар. Все эксперименты можно разделить на четыре группы с близким числом Рейнольдса внутри каждой группы (см. табл. 1, соответствует [6]). Для первой группы неровность слабо возмущает пограничный слой и не приводит к формированию выраженного турбулентного клина на поверхности пластины, поэтому результаты для первой группы далее не обсуждаются.

### 1.3. Метод люминесцентных преобразователей температуры

Подробное описание дано в [7]. Применяется для получения поверхностных полей коэффициента теплообмена (числа Стантона)  $St = q_w / (\rho_\infty u_\infty c_p (T_0 - T_w))$ , осредненного за рабочее время пуска трубы (40 мс). По полю  $St$  определяются области ламинарного и турбулентного течения. Пример такого поля представлен на рис. 1.

### 1.4. Обработка тепловых полей

Обработка проводится отличным от статьи [6] методом. Форма каждого следа (ближний вихревой след и турбулентный клин, рис. 1) исследуется в несколько этапов. Во-первых, строится центральная линия следа, делящая его пополам. Далее следы рассматриваются относительно этой линии: координата  $\xi$  изменяется вдоль центральной линии, координата  $\eta$  и ширина следа – перпендикулярно ей. Во-вторых, в каждом сечении  $\xi = \text{const}$ , доступном из теплового изображе-



**Рис. 1.** Пример распределения теплового потока по поверхности пластины с осями и границами следов за неровностями различной высоты (сверху вниз): 0.5, 0.75, 1.0, 1.25, 1.5 мм; группа по  $Re_1$  #3, радиус притупления  $R = 1.0$  мм.

ния, определяется ширина следа  $h$ : вычисляются среднее ( $St_{ave}$ ), минимальное ( $St_{min}$ ) и максимальное ( $St_{max}$ ) значения числа  $St$ ;  $h$  определяется как

$$h(\xi) = w \times \frac{St_{ave}(\xi) - St_{min}(\xi)}{St_{max}(\xi) - St_{min}(\xi)}$$

где  $w$  — ширина сечения, равная расстоянию между соседними неровностями (расчет выполняется по точкам  $-w/2 < \eta < w/2$ ). В-третьих, граница следа упрощается до двух прямых: первая ограничивает ближний вихревой след за неровностью, предполагая его толщину постоянной, вторая — турбулентный клин. Прямые проводятся численно по методу наименьших квадратов. Таким образом определяется толщина следа до его распада в турбулентный клин и полуугол раскрытия клина.

На рис. 1 нанесены полученные границы следов за неровностями. Начало турбулентного клина определяется как положение ЛТП вдоль кривой, смещенной на половину толщины следа от центральной линии. На графике  $St(\xi)$  в логарифмическом масштабе ламинарный, переходный и турбулентный участки близки к прямым линиям, что соответствует классической картине ЛТП на гладкой пластине. Середина между точками пересечений этих линий принимается за положение перехода,  $x_r$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

### 2.1. Раскрытие турбулентного клина

На рис. 2а полууглы раскрытия турбулентных клиньев  $\beta_{1/2}$  сопоставляются с данными [8], которые обобщают ряд экспериментальных исследований турбулентных клиньев на конусах, пластинах, полых цилиндрах и ряде других тел. Данные [8] могут быть аппроксимированы как  $\beta_{1/2} = 0.27/M_e$ , где нижний индекс “e” соответствует значению на внешней границе пограничного слоя. В случае притупленной кромки величина  $M_e$  уменьшается из-за роста температуры в энтропийном слое. С ростом  $Re_1$  пограничный слой становится тоньше, а с увеличением  $R$  линейно утолщается энтропийный слой. Поэтому с ростом  $Re_b = Re_1 2R$  число  $M_e$  должно уменьшаться к своему предельному невязкому значению на дне энтропийного слоя,  $M_{e, inv} \approx 3.2$  [9], а соответствующий полуугол  $\beta_{1/2}$  — расти. Это прослеживается на рис. 2а. Однако имеется систематическое занижение данных [8], что может объясняться разными методами измерения угла. Вероятной причиной рассогласования также может быть неполная турбулизация течения в следе за неровностью для малых чисел  $Re_1$ , вследствие чего турбулентный клин раскрывается медленно. Тем не менее полученные значения  $\beta_{1/2}$  лежат вблизи нижней границы разброса данных [8].

### 2.2. Проверка известных корреляций

Для ЛТП за изолированной неровностью известны две корреляционных зависимости [10, 11]. Настоящие результаты не подтверждают их универсальность в присутствии энтропийного слоя. Корреляция [10] связывает высоту эффективной неровности с местными параметрами пограничного слоя. Она разработана для ограниченного диапазона по числу  $M_e < 4$  и по отношению  $x_k/k_{eff} > 200$ . Последнее условие не выполняется для настоящих экспериментов. Однако попытка

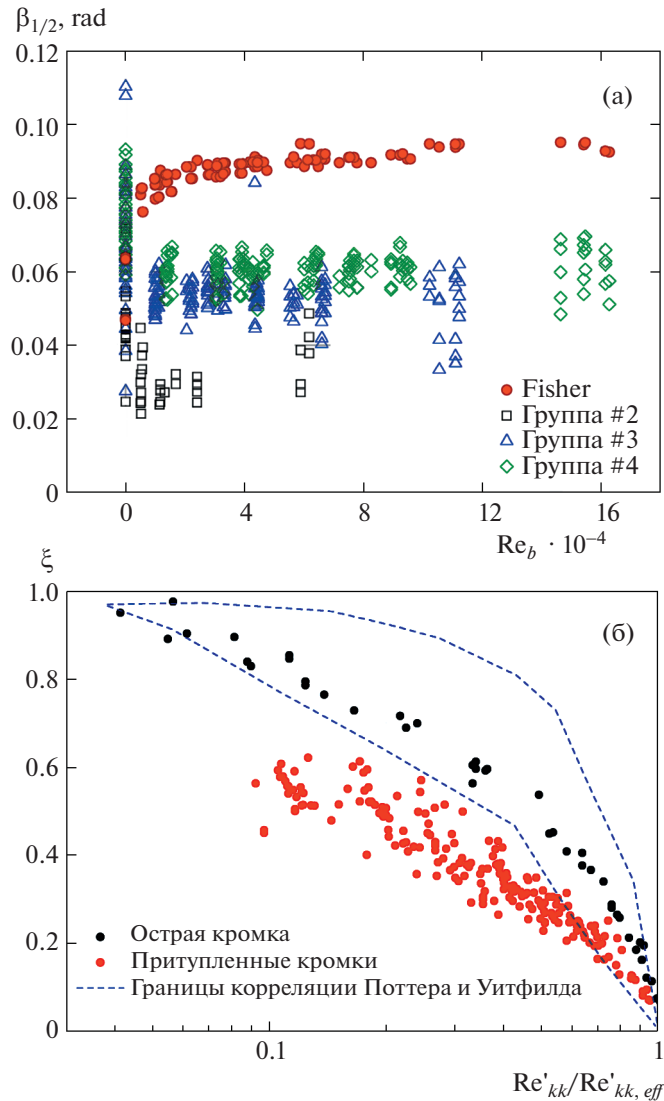


Рис. 2. Сопоставление с известными результатами: (а) — полууглы раскрытия турбулентного клина; (б) — корреляция [11].

корреляции для случая затупленных кромок, где  $Me < 4$ , проведена. Она показала пригодность корреляции [10] в широком диапазоне числа  $Re_b = Re_{12}Re_c$  поправкой: вместо оригинальной величины константы  $C \approx 1000$  следует брать  $C = 2000 \pm 350$

$$Re_{e,\delta^*} = C \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Me^2 \right) \times \left( \frac{k_{eff}}{\delta^*} \right)^{-2}$$

Корреляция [11] более универсальна и охватывает все типы неровностей (докритические, закритические и эффективные). Однако для ее применения требуется большой объем априорной информации, которая обычно не доступна инженерам, например: положение перехода на гладкой поверхности; эффективное число Рейнольдса  $Re'_{kk, eff}$  по местным параметрам пограничного слоя на высоте неровности и по высоте неровности, при котором ЛТП начинается непосредственно на неровности. Стоит отметить, что оригинальная формулировка некорректна в том смысле, что при сверхзвуковых скоростях потока переход за неровностью всегда начинается ниже по потоку от самой неровности — имеется запаздывание ЛТП  $x_t = x_r - x_k$ . В литературе указывается, что данный критерий не очень чувствителен к выбираемой величине  $Re'_{kk, eff}$ . Годность корреляции [11] для притупленных кромок отмечалась ранее лишь в [12]. Настоящие данные для

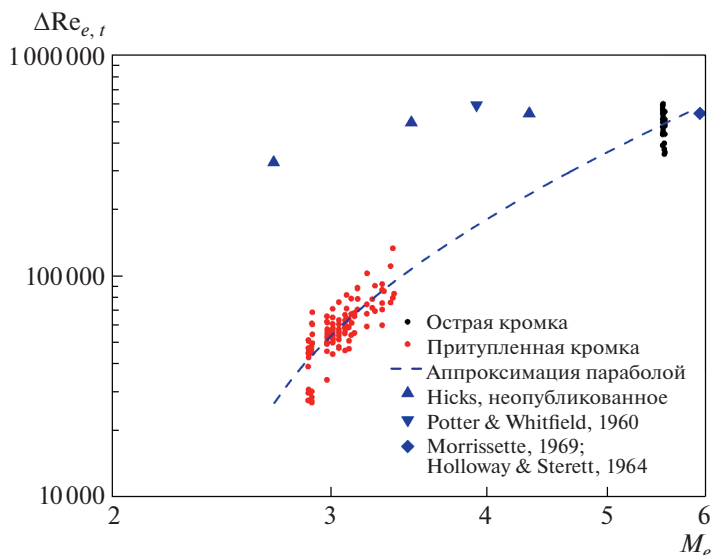


Рис. 3. Запаздывание ЛТП за эффективными неровностями.

случая острой кромки хорошо согласуются с исходными результатами [11] (рис. 2б), однако данные для притупленных кромок лежат систематически ниже, что может быть следствием энтропийного слоя, занижающего величину  $Re_e$ . Поэтому, несмотря на выводы [12], годность корреляции [11] для данных за притупленной кромкой представляется сомнительной, как и простота ее использования в инженерных приложениях.

### 2.3. Эффективная неровность

Рисунок 3 иллюстрирует результаты настоящих экспериментов для эффективных неровностей. На нем прослеживается критерий достижения эффективного режима по величине  $k/\delta^*$ , где  $\delta^*$  — толщина вытеснения пограничного слоя в месте расположения неровности, рассчитанная с помощью численного решения полных уравнений Навье–Стокса (общая постановка дана в [6]). Неровность становится эффективной (красные точки на рис. 3), когда величина  $k/\delta^*$  достигает значения от 1.5 до 2. Данный критерий слабо зависит от числа  $Re_b$ , а соответствующее значение  $Re_{kk, eff}$  составляет от 2000 до 3000.

При сверхзвуковых скоростях запаздывание ЛТП  $\Delta x_t = x_t - x_k$  слабо реагирует на увеличение высоты эффективной неровности. Из открытых экспериментальных данных на конусах известно, что число Рейнольдса перехода по отношению к месту расположения неровности  $\Delta Re_{e,t} = Re_e \Delta x_t$  пропорционально величине  $M_e^2$ . Данная зависимость выражена слабее для заостренных плоских пластин. Рисунок 3 подтверждает корректность настоящих результатов и показывает отличия, которые появляются за притупленными кромками: величина  $\Delta Re_{e,t}$  уменьшается на порядок. Несмотря на то что диапазон по числу  $M_e$  в случае притупления ограничен, их можно аппроксимировать параболой по величине  $M_e$ :  $10^{-4} \Delta Re_{e,t} \approx 2.8M_e^2 - 6.8M_e + 0.8$ . Экстраполяция параболы в область больших чисел  $M_e$  проходит через настоящие данные для острой кромки. Стоит отметить, что положение ЛТП движется к неровности с ростом притупления — величина  $\Delta x_t/x_k$  и ее разброс уменьшаются с ростом  $Re_b$ . Для больших  $Re_b$  величина  $\Delta x_t/x_k$  стремится к значению 15–20%.

### 2.4. Реверс ЛТП в следе за изолированной неровностью

Впервые описан в [6] для неровности фиксированной высоты  $k = 1$  мм и группы экспериментов 2 по числу  $Re_1$  (см. табл. 1). Рисунок 4 иллюстрирует это явление для различных высот неровностей для группы 3. Величина  $Re_t$  зависит от величины  $Re_b$  немонотонно. Так как величина  $Re_1$  фиксирована для рис. 4, рост  $Re_b$  соответствует увеличению притупления, а изменение  $Re_t$  — изменению положения ЛТП. С увеличением  $Re_1$  (группа 4) реверс наблюдается для неровностей

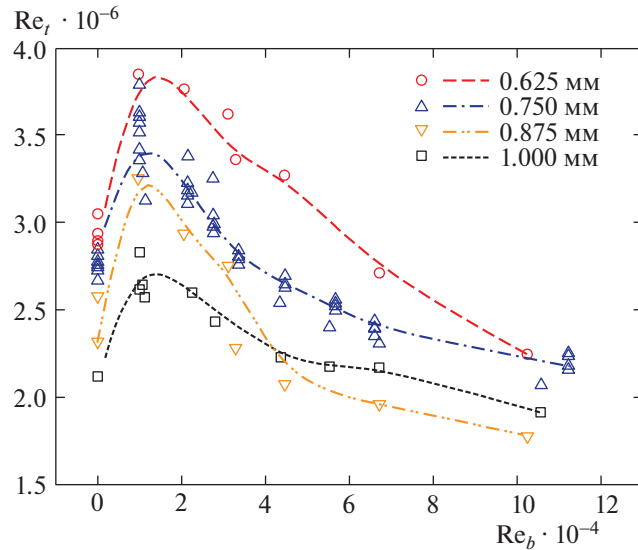


Рис. 4. Реверсивное поведение ЛТП за неровностью фиксированной высоты (группа #3 по числу  $Re_1$ : символы – экспериментальные точки; пунктир – аппроксимирующие их кривые).

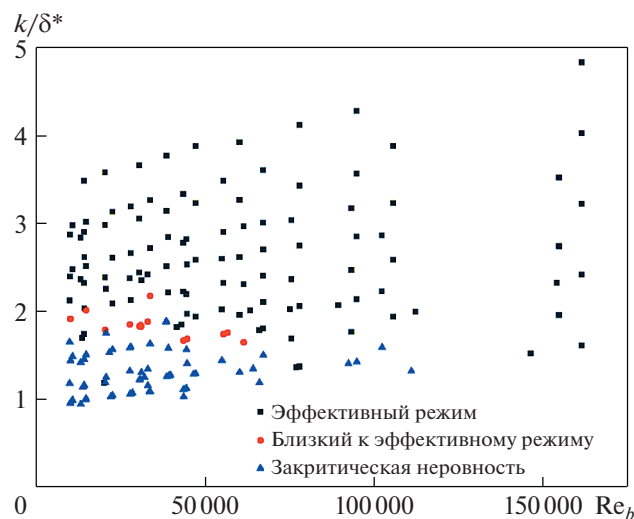


Рис. 5. Тип неровности в зависимости от условий эксперимента.

меньших высот и наступает при близких величинах притупления для каждой отдельно взятой группы. Для всех групп реверс соответствует сохранению параметра  $k/\delta^*$  в диапазоне 1.0–1.9 (закритическая и близкая к эффективной неровности). При большем значении  $k/\delta^*$  реверс не наблюдается – неровность остается эффективной. При меньшем значении  $k/\delta^*$  перехода (в случае обнаружения) монотонно удаляется от неровности с ростом притупления.

### 2.5. Рекомендации для инженерных приложений

С учетом того, что диапазон по величине  $k/\delta^*$  между докритическим и эффективным режимами обтекания неровности невелик, полученные результаты позволяют сформулировать следующие рекомендации по учету ЛТП в следе за неровностью в присутствии энтропийного слоя (число Маха б) для инженерной практики:

- 1) определить реализуемость эффективного режима по предложенному критерию  $k/\delta^* > 1.5$ .

- 2) определить величину  $\Delta Re_{e, l}$  по указанной зависимости или с запасом принять, что турбулентный клин зарождается непосредственно на неровности;
- 3) определить полуугол раскрытия турбулентного клина по корреляции [8] как  $\beta_{1/2} = 0.27/M_e$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ударной аэродинамической трубе УТ-1М ЦАГИ проведено исследование ламинарно-турбулентного перехода в следе за изолированной неровностью на острой и цилиндрически притупленных пластинах при числе Маха 6, четырех числах Рейнольдса и десяти радиусах притупления передней кромки. Неровность изменяемой высоты располагалась далеко от передней кромки, являясь докритической, закритической и эффективной для различных пусков.

Проверены известные корреляции для ЛТП за неровностью, их универсальность для случая притупленных кромок не подтверждена, предложены модификации. Для величины запаздывания ЛТП за эффективной неровностью получено количественное соотношение по числу  $M_e$ . Явление реверса ЛТП за неровностью подтверждено и наблюдается для закритических и близких к эффективным неровностей.

Работа выполнена в ЦАГИ при поддержке РНФ (проект № 17-79-10433). Расчеты проведены на базе кодов, разрабатываемых в МФТИ при поддержке РНФ (проект 19-79-10132) и адаптированных для целей настоящей работы.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Morkovin M.V., Reshotko E., Herbert Th.* Transition in open flow systems: a reassessment // Bull. Am. Phys. Soc. 1994. V. 39. № 9. P. 1–31.
2. *Schneider S.P.* Effects of roughness on hypersonic boundary-layer transition // J. Spacecraft Rockets. 2008. V. 45. № 2. P. 193–209.
3. *Reshotko E., Khan M.M.S.* Stability of the laminar boundary layer on a blunted plate in supersonic flow // IUTAM Laminar-Turbulent Transition Symposium, Stuttgart, Germany, 1979.
4. *Fedorov A., Tumin A.* Evolution of disturbances in entropy layer on blunted plate in supersonic flow // AIAA J. 2004. V. 4. № 1. P. 89–94.
5. *Stetson K.F., Rushton G.H.* Shock tunnel investigation of boundary-layer transition at  $M = 5.5$  // AIAA J. 1967. V. 5. № 5. P. 899–906.
6. *Чувахов П.В.* Энтропийный эффект при ламинарно-турбулентном переходе сверхзвукового пограничного слоя в следе за изолированной неровностью // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 1. С. 64–75.
7. *Chuvakhov P.V., Radchenko V.N.* Effect of Görtler-like vortices of various intensity on heat transfer in supersonic compression corner flows // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2020. V. 150. P. 119310.
8. *Fischer M.C.* Spreading of a Turbulent Disturbance // AIAA J. 1972. № 10(7). P. 597–959.
9. *Yakura J.* Theory of Entropy Layers and Nose Blunting in Hypersonic Flow, Hypersonic Flow Research, Ed. by F.R. Riddle, N.Y., Academic Press, 1962. P. 421–461.
10. *Van Driest E.R., Blumer C.B.* Boundary – Layer Transition at Supersonic Speeds – three-dimensional roughness effects (spheres) // J. Aerosp. Sci. 1962. V. 29. P. 909.
11. *Potter J.L., Whitfield J.D.* Effects of slight nose bluntness and roughness on boundary-layer transition in supersonic flow // J. Fluid Mech. 1962. V. 12. № 4. P. 501–535.
12. *Holloway P.F., Morrisette E.L.* Roughness effect on boundary-layer transition for bluntleading-edge plates at Mach 6 // NASA Technical note D-3517. 1966.