

УДК 532.526.3.011

© 1990 г.

**А. С. СКУРАТОВ, А. В. ФЕДОРОВ**

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАМИНАРНО- ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА ЗА ТРЕХМЕРНОЙ НЕРОВНОСТЬЮ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ОСТРОМ КОНУСЕ**

Одно из центральных мест в проблеме возникновения турбулентности в сверхзвуковых пограничных слоях занимают задачи о влиянии неровностей обтекаемой поверхности на ламинарно-турбулентный переход [1]. Практический интерес к этим задачам обусловлен тем, что в зоне перехода и областях турбулентного течения, образующихся за неровностями, наблюдаются высокие значения тепловых потоков к обтекаемой поверхности.

В настоящее время отсутствуют теоретические модели, описывающие влияние неровностей на переход, за исключением простейших случаев микронеровностей с высотой выступания меньше толщины вязкого подслоя [2]. Большая часть экспериментальных работ посвящена получению корреляционных эмпирических соотношений, предназначенных для практических оценок положения точки перехода на шероховатых поверхностях.

Механизм турбулизации пограничного слоя за трехмерной неровностью подробно исследован только в дозвуковом пограничном слое [3–5]. Визуализация течения за сферическим элементом шероховатости на плоской пластине показала, что с неровности сходят подковообразные вихри. Они замыкают зону отрыва и формируют узкий дальний след. При докритических режимах, близких к критическим, в следе возникают дискретные вихреобразования, вызывающие возмущения скорости с амплитудой 4–5% от скорости набегающего потока. Однако турбулизация течения еще не происходит. Как только достигается критический режим, вихри развиваются в турбулентные пятна и образуется турбулентный клин. С увеличением высоты неровности его вершина резко смещается вверх по потоку и, когда вершина клина располагается на минимальном расстоянии от неровности, быстро устанавливается эффективный режим турбулизации. Для сверхзвуковых скоростей обтекания детальные исследования процессов ламинарно-турбулентного перехода, вызванного неровностью, отсутствуют.

В данной работе основное внимание сосредоточено на выявлении качественных особенностей ламинарно-турбулентного перехода за трехмерным элементом неровности в безградиентном пограничном слое при большой сверхзвуковой скорости набегающего потока. Получены количественные данные по распределению коэффициента теплоотдачи в окрестности элемента неровности и в следе за ним. Другая цель — сопоставить полученные данные по положению области ламинарно-турбулентного перехода с известными корреляциями, применяемыми на практике.

1. Исследования проводились на модели острого конуса с углом полураствора  $5^\circ$  и длиной  $L=150$  мм. Модель изготовлена из стекловолоконного пресс-материала. Неровность представляла собой шип цилиндрической формы, выполненный из обломка сверла диаметром 0,3 мм. Шип располагался в сечении  $x_0=60$  мм (здесь и далее  $x$  — координата вдоль образующей конуса, отсчитываемая от его вершины). Ось шипа ориентирована по нормали к поверхности конуса. С помощью микрометрического винта шип выставлялся наружу на заданную высоту  $k$  или полностью убирался внутрь конуса. Измерение высоты выступания шипа над поверхностью конуса производилось на инструментальном микроскопе с ценой деления 0,005 мм.

Картина течения за неровностью и положение области ламинарно-турбулентного перехода определялись по распределению коэффициента теплоотдачи, для измерения которого использовался метод термоиндикаторных покрытий [6]. Нанесение слоя термоиндикатора на поверхность модели изменяет ее шероховатость. В работе [7] производилось измерение высоты элементов шероховатости термоиндикаторного покрытия. Оказалось, что она не превышает 0,01 мм. Толщина вытеснения пограничного слоя в месте расположения неровности составляет примерно 0,2 мм. Минимальная величина выступания шипа, при которой наблюдалось смещение вверх по потоку зоны перехода, равна 0,15 мм, что более чем на порядок превышает размер зерен термоиндикатора. Согласно известным критериям [8, 9], шероховатость таких размеров не оказывает заметного влияния на положение области перехода.

Эксперименты проводились в аэродинамической трубе с диаметром рабочей части 0,15 м при числе Маха  $M_\infty=6$  (соответствующее значение числа Маха у поверхности конуса  $M_c=5,58$ ). Модель была установлена под нулевым углом атаки. Температура торможения составляла  $T_0=513$  К. За счет применения термоиндикаторов с различной температурой плавления температурный фактор изменялся в диапазоне  $T_w/T_0=0,6-0,7$ .

$p_0$ , Па	$Re_{\infty, 1}$ , $m^{-1}$	$Re_e$ , $1, m^{-1}$	$Re_{\infty, L}$	$\delta$ , мм	$\delta^*$ , мм
39,2	$3,06 \cdot 10^7$	$3,78 \cdot 10^7$	$4,59 \cdot 10^6$	0,36	0,27
58,8	$4,58 \cdot 10^7$	$5,65 \cdot 10^7$	$6,87 \cdot 10^6$	0,31	0,23

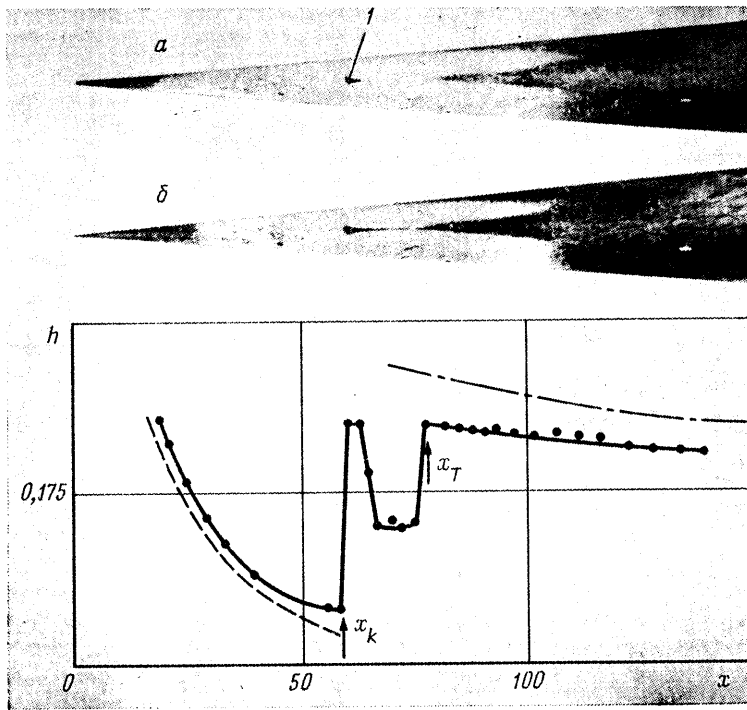
В таблице приведены значения полного давления  $p_0$ , единичного числа Рейнольдса  $Re_{\infty, 1}$ , вычисленного по параметрам набегающего потока, числа Рейнольдса  $Re_{\infty, L}=Re_{\infty, 1}L$ , а также местного единичного числа Рейнольдса  $Re_e$ , расчетной толщины  $\delta$  и толщины вытеснения  $\delta^*$  ламинарного пограничного слоя на гладком конусе в сечении  $x_k$  [10].

2. На фиг. 1, а, б представлены фотографии с термоиндикатором, полученные в ходе эксперимента в момент времени  $\tau=6,5$  и  $10,1$  с соответственно, а также распределение коэффициента теплоотдачи  $h$  в  $kWt/m^2 \cdot \text{град}$ . Образующая конуса  $x$  проходит через шип 1 и измеряется в мм. Данные получены при числе  $Re_{\infty, L}=6,87 \cdot 10^6$  и высоте выступания шипа  $k=0,3$  мм. На графике нанесены также расчетные распределения коэффициента теплоотдачи для ламинарного (штриховая линия) и турбулентного (штрихпунктирная) пограничных слоев. Расчеты проводились по методикам, изложенным в [10, 11]. Термоиндикатор белого цвета, нанесенный на конус, плавится при определенной температуре и через прозрачный слой расплава становится видна темная поверхность модели.

Каплевидная область повышенного теплообмена, охватывающая шип, образовалась вследствие отрыва потока с поверхности неровности, а также из-за взаимодействия пограничного слоя с головным скачком уплотнения перед шипом. Здесь коэффициент теплоотдачи превышает значение для невозмущенного пограничного слоя почти в 2 раза. За зоной отрыва образуется узкий вихревой след. Он распространяется вниз по потоку вдоль линии тока, проходящей через шип. Интенсивность теплообмена в дальнем следе ниже, чем в области отрыва, однако она в 1,3 раза выше, чем в невозмущенном ламинарном пограничном слое. На расстоянии от шипа  $\Delta x=15$  мм дальний след внезапно разрушается и порождает клиновидную область повышенного теплообмена — турбулентный клин. Коэффициент теплоотдачи здесь близок к расчетным значениям для турбулентного пограничного слоя. Координату вершины турбулентного клина (точка  $x_T$  на фиг. 1) можно считать точкой конца ламинарно-турбулентного перехода.

На границах турбулентного клина термоиндикатор плавится раньше, чем в его середине, что свидетельствует о повышенном теплообмене. На периферии турбулентного клина коэффициент теплоотдачи примерно на 5–10% выше, чем на оси симметрии. Данный эффект обусловлен вихревой структурой следа, которая накладывает отпечаток на развитие возмущений в области турбулентного течения.

С увеличением высоты шипа вершина турбулентного клина перемещается вверх по потоку до тех пор, пока не установится так называемый эффективный режим турбулизации, показанный на фиг. 2 для  $Re_{\infty, L}=6,87 \cdot 10^6$  и  $k=0,4$  мм. Фотографии соответствуют моментам времени  $\tau=4,4$  (а) и  $7,6$  с (б). В этом случае переход пограничного слоя происходит в ближнем следе за неровностью. Коэффициент теплоотдачи резко возрастает непосредственно перед шипом, затем выходит на примерно постоянное значение в ближнем следе, которое примерно в 2 раза превышает значение для ламинарного пограничного слоя. Ниже по потоку распределение коэффициента теплоотдачи выходит на зависимость, близкую к



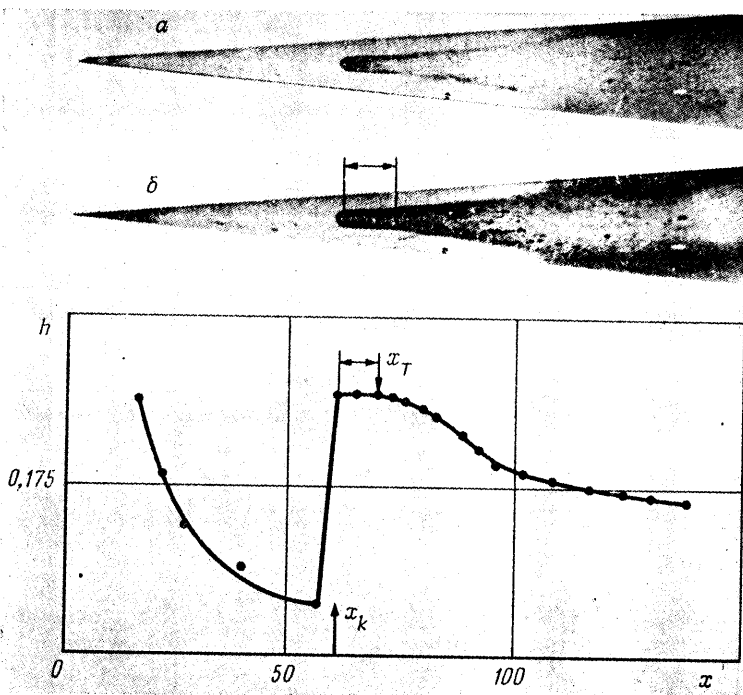
Фиг. 1

развитому турбулентному режиму. Дальнейшее увеличение высоты шипа не приводит к изменению картины течения.

На фиг. 2 горизонтальными стрелками отмечена область «запаздывания» перехода, ограниченная координатой шипа и сечением, начиная с которого устанавливается режим развитой турбулентности. Это наиболее теплонапряженная область с примерно постоянным коэффициентом теплоотдачи. Длина области запаздывания в данном случае составляет  $\Delta Re_{e, \Delta x} = Re_{x, T} - Re_{x, k} \approx 5,6 \cdot 10^5$  ( $Re_{x, T} = U_e x_T / \nu_e$ ,  $Re_{x, k} = U_e x_k / \nu_e$ ) и не зависит от числа  $Re_{\infty, L}$  и высоты шипа  $k$ .

Аналогичная картина наблюдается при числе  $Re_{\infty, L} = 4,59 \cdot 10^6$ . Отличие состоит лишь в том, что на данном режиме граница «естественного» ламинарно-турбулентного перехода на гладком конусе расположена ниже по потоку, чем при  $Re_{\infty, L} = 6,87 \cdot 10^6$ . В связи с этим шип вызывает более протяженный турбулентный клин.

Тот факт, что турбулизация пограничного слоя за трехмерной неровностью обусловлена разрушением формирующегося за ней следа, косвенно подтверждается данными по ламинарно-турбулентному переходу за телами различной формы, обтекаемыми однородным сверхзвуковым потоком газа [12]. На фиг. 3 показана зависимость приведенного числа Рейнольдса  $Re^* = Re_{\Delta x} (M_{\infty} / M_e)^2$  от числа Маха набегающего потока. Здесь  $Re_{\Delta x} = U_{\infty} \Delta x_T / \nu_{\infty}$  — число Рейнольдса, вычисленное по расстоянию  $\Delta x_T$  от кормы тела до точки конца перехода (см. схему на фигуре),  $M_e$  — местное число Маха в невозмущенном пограничном слое на высоте от стенки  $y = k$ . В заштрихованную область попадают данные, полученные на сфере, острых и затупленных конусах, клине и цилиндре. Здесь же приведены результаты настоящей работы: 1 — соответствует числу  $Re_{\infty, L} = 4,59 \cdot 10^6$ , 2 —  $Re_{\infty, L} = 6,87 \cdot 10^6$ , черные точки относятся к эффективной неровности. Безразмерный параметр  $k/\delta^*$  сверху вниз принимает значения 0,4; 0,74; 0,9; 1,1; 1,1; 1,3; 1,5; 1,8; 1,5; 2,6.

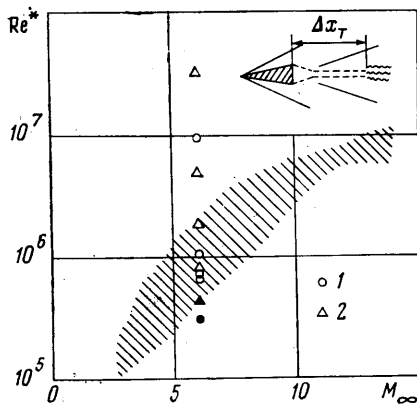


Фиг. 2

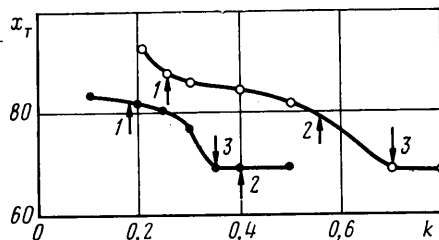
Как только высота неровности превышает толщину вытеснения ( $k/\delta^* > 1$ ), точки укладываются в область разброса данных [12]. Как и следовало ожидать, данные для эффективных неровностей близки к нижней границе области разброса и соответствуют ламинарно-турбулентному переходу в ближнем следе. На режимах  $k/\delta^* < 1$ , когда след погружен в пограничный слой, его турбулизация происходит при значительно больших числах Рейнольдса. В этом случае аналогия с переходом в следе за телами, обтекаемыми однородным потоком, не работает.

Таким образом, качественная модель турбулизации течения за трехмерной неровностью состоит в следующем. Неровность приводит к формированию узкого вихревого следа, который развивается вниз по потоку на фоне пограничного слоя возле гладкой поверхности. При закритических режимах в дальнем следе происходит ламинарно-турбулентный переход, что приводит к образованию турбулентного клина. Область развитого течения несет на себе отпечаток вихревой структуры следа, породившего ее. Это проявляется в локальном повышении тепловых потоков на периферии турбулентного клина. Картина течения качественно напоминает ту, которая наблюдается за изолированным элементом неровности в дозвуковом пограничном слое [3–5].

Термоиндикаторные покрытия визуализируют картину теплообмена (фотографии на фиг. 1 и 2), что дает возможность получить данные по углам раскрытия турбулентных клиньев и сравнить их с результатами других авторов. В работе [13] анализируется распространение в пограничных слоях турбулентных возмущений, индуцируемых локальным источником. В частности, приведены данные по углу раскрытия турбулентного клина в зависимости от местного числа Маха. При числе  $M_e = 5,58$  указанная величина лежит в диапазоне  $\psi_L = 5-8^\circ$ . В настоящем эксперименте угол распространения турбулентных возмущений в поперечном к линиям тока направлении примерно постоянен при фиксированном числе  $M_e = 5,58$  и составляет  $\psi_L = 7-9^\circ$ , что в целом подтверждает вывод работы [13].



Фиг. 3



Фиг. 4

3. На фиг. 4 приведены зависимости положения точки конца ламинарно-турбулентного перехода  $x_T$  от высоты неровности, полученные при числах  $Re_{\infty, L} = 4,59 \cdot 10^6$  (светлые точки) и  $6,87 \cdot 10^6$  (темные точки). На графиках стрелками отмечен эффективный размер неровности  $k_{ef}$ , причем 1 соответствует данным работы [8], 2 — [9], 3 — данным настоящей работы.

В [8] эксперименты проводились на конусе с углом полураствора  $5^\circ$ . Неровности выполнялись из металлических сфер. Точка перехода определялась по шпирен-фотографиям и, по-видимому, соответствовала концу зоны ламинарно-турбулентного перехода. Построены корреляционные соотношения для эффективного режима турбулизации в безградиентном пограничном слое на теплоизолированной поверхности. В частности, для конуса

$$Re_{k,ef} = 32,8 [1 + 1/2 (\kappa - 1) M_e^2] Re_{x,k}^{0,25} \quad (3.1)$$

Здесь  $Re_{k,ef} = k_{ef} v_e / \nu_e$ ;  $Re_{x,k} = x_k v_e / \nu_e$ ;  $\kappa$  — показатель адиабаты. Позднее в [14] была получена связь  $Re_{k,ef}$  на охлаждаемой поверхности с  $Re_{k,ef,ad}$ , соответствующим адиабатической стенке

$$\frac{Re_{k,ef}}{Re_{k,ef,ad}} = 1 - 0,81 \left[ \frac{T_{ad}}{T_0} - \frac{T_w}{T_0} \right] \quad (3.2)$$

Величины  $k_{ef}$ , рассчитанные по указанным соотношениям, заметно меньше полученных в настоящей работе (фиг. 4). Это объясняется тем, что корреляция (3.1) имеет диапазон применимости по местным числам Маха  $0 < M_e \leq 4$ , в то время как в данной работе  $M_e = 5,58$ . Кроме того, соотношение (3.1) нарушается, когда  $x_k < 200$ . Именно в этом диапазоне получены данные настоящей работы.

Корреляционное соотношение, полученное в [9], не содержит указанных выше ограничений. Оно описывает зависимость точки перехода от числа Рейнольдса шероховатости непрерывно от докритических до эффективных режимов турбулизации пограничного слоя. Корреляция построена для отношения числа Рейнольдса перехода на шероховатой поверхности к числу Рейнольдса перехода на гладкой поверхности

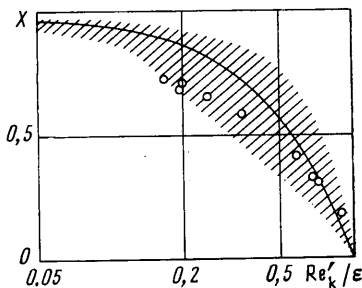
$$X = \left( \frac{x_T}{x_{T,0}} \right)^{1/2} - \left( \frac{x_k}{x_{T,0}} \right)^{1/2} \left( \frac{Re_k'}{\varepsilon} \right) = f \left( \frac{Re_k'}{\varepsilon} \right) \quad (3.3)$$

Здесь  $\varepsilon = Re_k'$  при  $x_T \approx x_k$ , т. е. соответствует режиму, когда точка перехода близка к элементу неровности (эффективный режим);  $Re_k' = Re_k (T_k / T_w)^{0,5+\omega}$ ;  $\omega$  — показатель степени в зависимости вязкости от температуры;  $Re_k = U_k k / \nu_k$ . Соотношение построено так, чтобы параметр  $X$  менялся от

единицы на гладкой поверхности ( $Re_k' = 0$ ) до нуля для крупного элемента неровности. Корреляция (3.3) удовлетворительно работает для широкого класса неровностей в диапазоне  $Mc = 0-5$ . В [15] она была продолжена до числа  $Mc \approx 10$ .

Величины  $k_{ei}$ , рассчитанные для условий данной работы по методике [9], оказались весьма близки к экспериментально полученным значениям (фиг. 4). Кроме того, следует отметить, что в [9] для трехмерной неровности при  $M = 5,58$  приведено значение  $\epsilon = 3000$ , по данным настоящей работы эта величина составляет 2620, что тоже весьма близко.

На фиг. 5 показана проведенная в [9] обработка экспериментов, выполненных на плоских пластинах, конусах и полых цилиндрах с теплоизолированной поверхностью. Неровности представляли собой ряд сфер, цилиндры, полоски песочной шероховатости. Штриховка соответствует разбросу экспериментальных данных. Здесь же нанесены результаты настоящей работы.



Фиг. 5

Они лежат в пределах разброса экспериментальных данных: при  $Re_k' / \epsilon = 0,17-0,37$  на нижней границе разброса, при больших  $Re_k' / \epsilon$  — вблизи аппроксимирующей кривой.

Корреляции, описывающие влияние неровностей на ламинарно-турбулентный переход, не содержат характеристик фоновых возмущений набегающего потока. Данные, полученные в аэродинамических трубах с существенно разными уровнями фона, хорошо согласуются между собой. Это связано с тем, что турбулизация течения вызвана сильным внешним воздействием, источником которого является неровность. Интенсивность воздействия определяется размерами неровности и значительно превосходит уровни воздействий от пульсаций набегающего потока. Поэтому данный тип ламинарно-турбулентного перехода хорошо моделируется в аэродинамических трубах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.
2. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности (Динамическая теория возбуждения и развития неустойчивостей в погранич. слоях). Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.
3. Шлихтинг Г. Возникновение турбулентности. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 203 с.
4. Tani I. Effect of two-dimensional and isolated roughness on laminar flow // Boundary Layer and Flow Control. V. 2. Oxford a. o.: Pergamon Press, 1961. P. 637-656.
5. Doenhoff A. E., von, Braslow A. L. The effect of distributed surface roughness on laminar flow // Boundary Layer and Flow Control. V. 2. Oxford a. o.: Pergamon Press, 1961. P. 657-681.
6. Ардашева М. М., Боровой В. Я., Давлет-Кильдеев Р. З. и др. Применение терминдикаторных покрытий в исследованиях теплообмена // Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1692. С. 130-146.
7. Давыдова Н. А., Юшин А. Я. О характере влияния угла атаки на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный на нижней поверхности плоских треугольных крыльев при сверхзвуковых скоростях // Тр. ЦАГИ. 1976. Вып. 1749. С. 3-17.
8. Van Driest E. R., Blumer C. B. Boundary-layer transition at supersonic speeds — three-dimensional roughness effects (spheres) // J. Aerospace Sci. 1962. V. 29. № 8. P. 909-916.
9. 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.
10. Башкин В. А. Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины, конуса и тупоносого тела в окрестности критической точки при ла-

- минарном течении в пограничном слое без учета диссоциации // Тр. ЦАГИ. 1964. Вып. 937. С. 12–23.
11. *Гарбузов В. М., Колина Н. П., Пятнова А. И.* Расчет коэффициентов сопротивления трения и теплопередачи пластины и острого конуса, обтекаемого сверхзвуковым потоком, при турбулентном течении в пограничном слое // Тр. ЦАГИ. 1977. Вып. 1881. С. 67–129.
  12. *Чжен П.* Отрывные течения. Т. 2. М.: Мир, 1973. 280 с.
  13. *Фишер.* Распространение турбулентных возмущений // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 10. № 7. С. 124–128.
  14. *Morrisette E. L.* Roughness induced transition criteria for Space Shuttle-type vehicles // J. Spacecraft and Rockets. 1976. V. 13. № 2. P. 118–120.
  15. *Whitfield J. D., Iannuzzi F. A.* Experiments of roughness effects on cone boundary-layer transition up to Mach 16 // AIAA Journal. 1969. V. 7. № 3. P. 465–470.

Москва

Поступила в редакцию  
24.IV.1989