

УДК 532.526

© 1991 г.

**М. А. ГОЛЬДФЕЛЬД, И. Г. ЛИСЕНКОВ**

## **ВЛИЯНИЕ ЧИСЛА РЕЙНОЛЬДСА НА РАЗВИТИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ЗА ВЕЕРОМ ВОЛН РАЗРЕЖЕНИЯ**

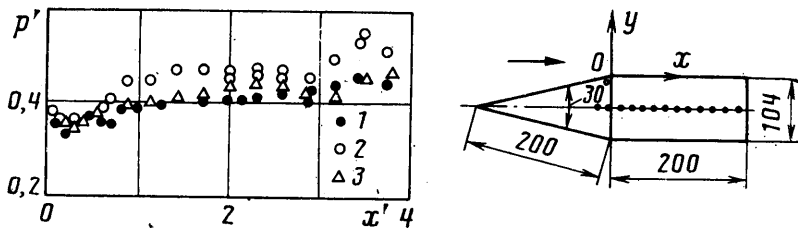
В последнее время уделяется большое внимание изучению состояния пограничного слоя в области течения с большим отрицательным градиентом давления, обусловленного волнами разрежения. Однако известно не много работ, в которых содержатся результаты исследования таких течений [1–7]. Эти данные не только малочисленны, но и получены для узкого диапазона параметров. Исследуется также реламинаризация турбулентного пограничного слоя под воздействием большого отрицательного градиента давления прежде всего для определения условий и критерия реализации этого процесса. Обзор этих исследований содержится в [8].

В перечисленных работах рассматривались в основном плоские течения, в которых нельзя исключить концевых эффектов и пространственного характера течения даже в случае установки боковых ограничительных пластин при большой ширине модели [3]. Это обстоятельство приводит к тому, что в подавляющем большинстве работ развитие пограничного слоя за веером волн разрежения рассматривается на небольшой длине вниз по потоку от излома контура, что не позволяет судить о релаксации пограничного слоя в этих условиях. Исключение составляют данные работы [6], в которой исследовано осесимметричное течение на длине до 60 толщин пограничного слоя. Однако этой длины оказалось недостаточно для возврата пограничного слоя к равновесному в смысле Клаузера состоянию. Это подтверждено также результатами измерения пульсаций массового расхода. Незвестны работы, в которых исследовалось бы влияние числа Рейнольдса и искусственной турбулизации пограничного слоя на особенности его развития и структуру пограничного слоя. В связи с тем что ощущается явный недостаток экспериментальных данных, необходимых для понимания сложных процессов, происходящих в пограничном слое при его внезапном расширении и дальнейшем развитии, было предпринято настоящее исследование. Цель его состоит в изучении структуры пограничного слоя и особенностей его развития за веером волн разрежения, а также получении систематических экспериментальных данных на больших расстояниях за областью взаимодействия.

1. Исследование пограничного слоя проводилось на модели, схема и размеры которой показаны на фиг. 1. Острый конус с полууглом раствора  $15^\circ$  сопрягался с цилиндрической «юбкой» таким образом, чтобы обеспечить выпуклый тупой угол с острой кромкой, на котором происходил бы разворот потока на угол  $15^\circ$ . Модель имела 16 приемников статического давления вдоль ее образующей. Выбор осесимметричной модели позволил получить двумерное течение и исключить концевые эффекты, характерные для плоских течений, и одновременно практически неограниченную длину цилиндрической юбки. Длина носового конуса выполнена так, чтобы обеспечить развитый турбулентный пограничный слой перед изломом контура, а при уменьшении единичного числа Рейнольдса конец области ламинарно-турбулентного перехода смещался к излому контура.

Опыты проводились в аэродинамической трубе Т-313 ИТНМ СО АН СССР с размером рабочей части  $0,6 \times 0,6$  м<sup>2</sup> при числе Маха невозмущенного потока 3,02, угле атаки  $\alpha = 0^\circ$  и единичных числах Рейнольдса от  $15 \cdot 10^6$  до  $37 \cdot 10^6$  1/м. Для увеличения толщины пограничного слоя и ускорения ламинарно-турбулентного перехода использовался искусственный турбулизатор в виде песочной шероховатости шириной 5 мм на расстоянии 20 мм от носка модели. Это приводило к переходу ламинарного течения в турбулентное непосредственно за турбулизатором на длине около 30 мм и к увеличению числа Рейнольдса, вычисленного по толщине потери импульса, примерно на 20%.

Для измерения осредненных характеристик пограничного слоя использовался микронасадок полного давления с размерами по переднему торцу  $0,18 \times 1,0$  мм. Во всех опытах толщина пограничного слоя не менее чем в 8 раз превышала высоту приемника полного давления. Микронасадок устанавливался на координатном устрой-



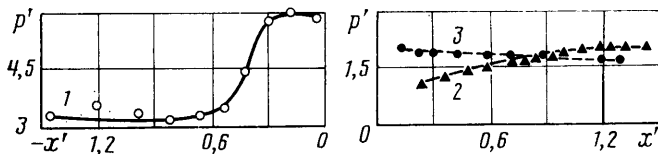
Фиг. 1

стве с точностью перемещения по координате  $y \pm 0,05$  мм. Привязка насадка к поверхности модели при измерении профилей давления осуществлялась по электрическому контакту при касании поверхности. При обработке результатов измерений использовалась общепринятая методика [8]. Распределение температуры в пограничном слое вычислялось по модифицированному интегралу Крокко, стенка предполагалась адиабатической.

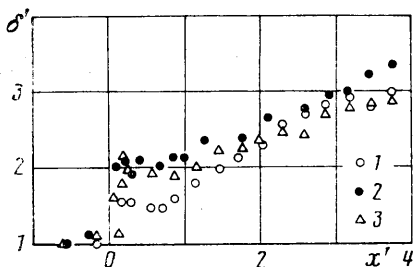
2. На распределение давления на цилиндрической части модели определяющее влияние оказывают волны разрежения, которые образуются на изломе контура. По теньвым фотографиям обтекания, которые качественно согласуются с плоским течением [8], было установлено, что вследствие влияния вязкости и сильного увеличения толщины пограничного слоя волны разрежения не центрируются на угловой точке и происходит значительное искривление характеристик в области расширения. Этот результат согласуется с данными для плоских течений, однако эффект усиливается ввиду влияния коничности течения перед изломом поверхности. Распределение давления за веером волн разрежения показано на фиг. 1 в виде отношения  $p' = p/p_k$ , где  $p$  — статическое давление на стенке за волнами разрежения,  $p_k$  — давление на конусе перед изломом контура. Сравнение распределения давления при единичных числах Рейнольдса  $Re_1 = 3,56 \cdot 10^7$  1/м (точки 1) и  $1,77 \cdot 10^7$  1/м (точки 2) свидетельствует, что снижение числа Рейнольдса приводит, во-первых, к увеличению давления за веером волн разрежения и, во-вторых, к немонотонному изменению давления вниз по потоку с характерным минимумом давления при значении  $x' = x/R \approx 0,5$ , которое соответствует величине  $x/\delta_0 \approx 20$ . Здесь  $R$  — радиус модели,  $\delta_0$  — толщина пограничного слоя перед областью взаимодействия.

Применение песочной шероховатости в условиях обтекания с числом  $Re_1 = 1,77 \cdot 10^7$  1/м приводит к снижению общего уровня давления вдоль всей поверхности модели за веером волн разрежения и исчезновению минимума давления непосредственно за веером волн разрежения (точки 3). Такой характер распределения давления можно связать с положением линии ламинарно-турбулентного перехода относительно излома поверхности модели, которая при единичном числе Рейнольдса  $3,56 \cdot 10^7$  1/м располагается на расстоянии 1,82 ( $x \approx 90$  мм) от носка модели. При этом пограничный слой за веером волн разрежения остается также турбулентным, что подтверждается результатами анализа профилей скорости пограничного слоя.

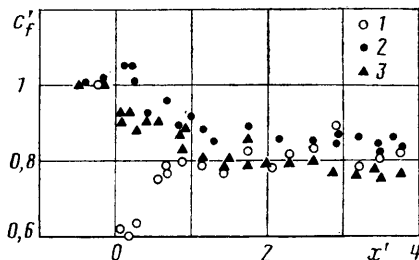
При  $Re_1 = 1,77 \cdot 10^7$  1/м ( $Re_x = 3,54 \cdot 10^6$ ) ламинарно-турбулентный переход, определенный по распределению полного давления вдоль поверхности, происходил непосредственно перед изломом контура, о чем свидетельствуют данные фиг. 2 (линия 1). Влияние отрицательного градиента давления за волнами разрежения проявилось в реламинизации пограничного слоя на длине до  $x' = 0,2$  и последующем возврате к турбулентному течению (линия 2) на длине  $x \approx R$ , которая соответствует примерно 50%. Для сравнения на фиг. 2 показано изменение полного давления вдоль поверхности за веером волн разрежения при числе  $Re_1 = 3,56 \cdot 10^7$  1/м (линия 3). В этом случае снижение давления связано с уменьшением на-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

полноты пристенной части турбулентного пограничного слоя в результате его развития при отрицательном градиенте давления за волнами разрежения. Ламинарный характер течения в пограничном слое подтверждается также структурой профиля скорости пограничного слоя на цилиндрической части модели.

3. Совместное влияние положения линии ламинарно-турбулентного перехода относительно линии излома контура модели и воздействия волн разрежения на пограничный слой приводит к немонотонному изменению толщин пограничного слоя за область взаимодействия, которые приведены в виде отношения  $\delta' = \delta/\delta_0$  на фиг. 3. Имеется характерный минимум в распределении толщин слоя при низком единичном числе  $Re_x = 3,54 \cdot 10^6$  (точки 1) и более интенсивное увеличение толщины слоя от этого минимума в сравнении с течением при высоких числах  $Re_x = 7,16 \cdot 10^6$  (точки 2). В результате этого общее увеличение толщины слоя за веером волн разрежения при низких числах Рейнольдса оказывается более значительным. При  $x' \approx 2,5$  толщины пограничного слоя в обоих случаях практически совпадают, в то время как в распределении давления все еще сохраняется заметное различие.

Применение искусственной турбуликации практически не влияет на характер изменения толщины пограничного слоя за область взаимодействия (линия 3), что связано с уже развитым пограничным слоем перед областью взаимодействия и большим удалением линии ламинарно-турбулентного перехода от излома поверхности. Аналогичный характер изменения вниз по потоку имеют также толщины вытеснения и потери импульса с крайне незначительными количественными отличиями.

Приведенные данные свидетельствуют, что пограничный слой за веером волн разрежения находится в существенно неравновесном (в смысле Клаузера) состоянии и интенсивно трансформируется к равновесному состоянию. Это подтверждает также изменение относительного коэффициента поверхностного трения, показанное на фиг. 4 в виде  $c_f' = c_f/c_{f_0} = f(x')$ , где  $c_{f_0}$  — коэффициент поверхностного трения перед областью взаимодействия. Снижение числа Рейнольдса вдвое и реламинаризация пограничного слоя приводят к качественно различному виду зависимости  $c_f(x')$ : при пониженном числе Рейнольдса (точки 1) трение возрастает, тогда как при вы-

соких числах Рейнольдса (точки 2) оно уменьшается. Можно видеть также и количественные различия в темпе изменения значений  $c_f$  вниз по потоку. Такое различие в изменении поверхностного трения связано с реламинаризацией пограничного слоя и влиянием градиента давления.

При малом единичном числе Рейнольдса градиент давления сохраняется в более протяженной области и имеет большую величину, чем при большом числе Рейнольдса, в результате чего процесс возврата к равновесному состоянию замедляется. Установка турбулизатора при числе  $Re_1 = 35,6 \cdot 10^6$  1/м приводит к снижению коэффициента поверхностного трения (точки 3) вследствие увеличения числа Рейнольдса, вычисленного по толщине потери импульса. Искусственная турбулизация при  $Re_1 = 17,7 \cdot 10^6$  1/м приводит пограничный слой к состоянию, близкому к условиям с единичным числом Рейнольдса  $35,6 \cdot 10^6$  1/м в результате увеличения числа Рейнольдса, вычисленного по толщине потери импульса, и смещения линии ламинарно-турбулентного перехода к носку модели.

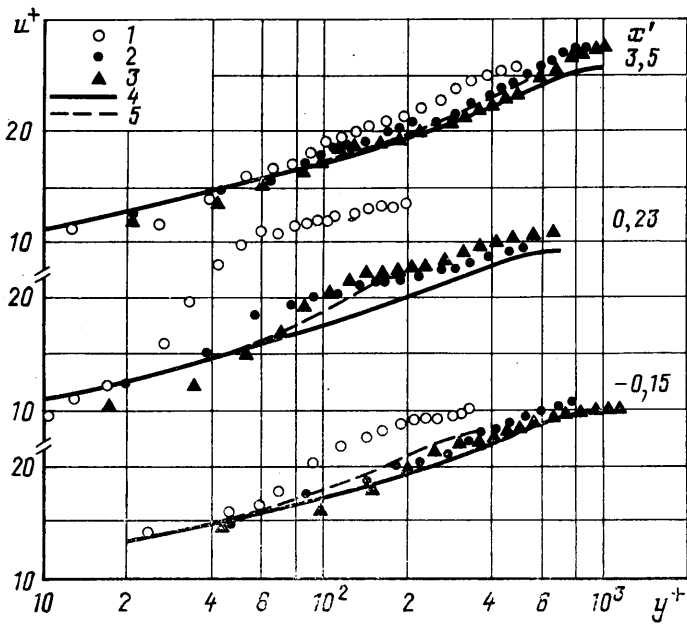
4. Для понимания динамики изменения структуры пограничного слоя вниз по потоку от области взаимодействия необходимо рассмотреть профили скорости в исследуемом течении. В настоящее время стало общепринятым сопоставлять измеренные профили скорости с известными законами, описывающими состояние турбулентного пограничного слоя в равновесных условиях, например с универсальным законом стенки или его модификации, выполненной Коулсом, законом стенки-следа, с законом дефекта скорости и другими. Проверка применимости указанных законов, которые были предложены первоначально для течений несжимаемой жидкости, была проведена в [9, 10] для течений сжимаемых газов без градиента давления с учетом обобщения закона стенки-следа, выполненного Ван-Дристом.

Сопоставление экспериментальных данных в течениях с нулевым градиентом давления позволяет оценить влияние градиента давления на развитие пограничного слоя и его характеристики и может служить основой для сравнения с другими экспериментальными данными. Профиль скорости в законе стенки-следа представляется в виде

$$u^+ = \frac{1}{k} \ln y^+ + B + \frac{\Pi}{k} w \frac{y}{\delta}, \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_w}} \quad (4.1)$$

где  $u^+$  — скорость, преобразованная по Ван-Дристу. Постоянные  $k$  и  $B$  совпадают с их значениями для течений несжимаемой жидкости,  $w$  — затабулированная Коулсом функция следа, которую можно аппроксимировать как  $2 \sin^2 \pi y / \delta$ . Параметр  $\Pi$  характеризует интенсивность определяемой законом следа составляющей скорости в пограничном слое, которая обычно считается независимой константой и подбирается из условия минимизации различия экспериментальных и расчетных данных.

Экспериментальные профили скоростей в форме закона стенки-следа представлены на фиг. 5. Перед областью взаимодействия при высоком числе Рейнольдса (точки 2,  $x' = -0,15$ ) экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом (4.1) по всей толщине слоя (линия 4). Применение искусственной турбулизации пограничного слоя не меняет положения (точки 3), поскольку число Рейнольдса по толщине потери импульса возрастает, а переход ламинарного течения в турбулентное смещается против потока. Снижение числа Рейнольдса вдвое приводит к заметному различию экспериментальных данных и расчета (точки 1, линия 5), которое связано с тем, что пограничный слой здесь находится в переходной области и переход к развитому турбулентному течению еще не завершился. Толщина слоя, подчиняющаяся логарифмическому закону, не превышает значений  $y^+ \approx 60$ , внешняя часть слоя значительно отлича-

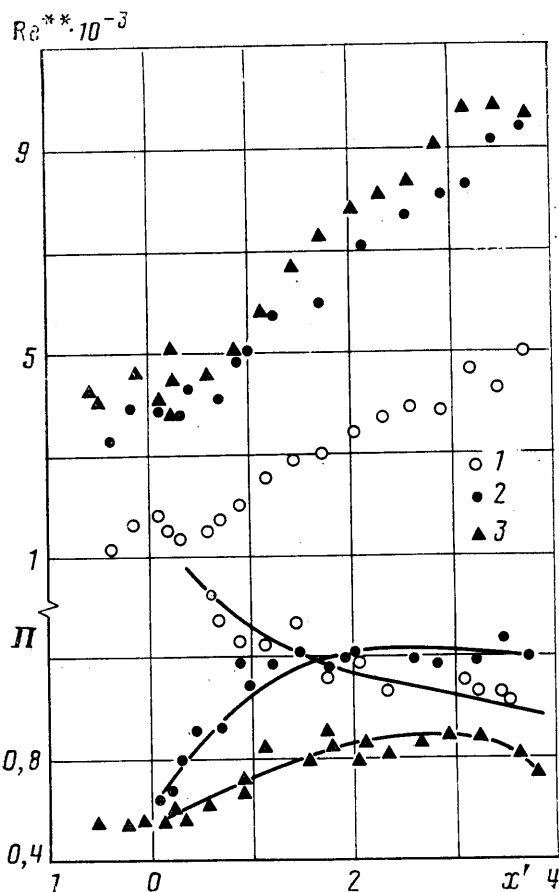


Фиг. 5

ется от профиля скорости, предсказываемого теорией. Именно эта часть слоя наиболее чувствительна к воздействию веера волн разрежения, которое проявляется в значительном увеличении следовой компоненты скорости, и к исчезновению логарифмического участка в пристенной части ( $x'=0,23$ , точки 2). Вид профиля скорости характерен для ламинарного пограничного слоя, особенно в его нижней части, что подтверждается также сравнением с теоретическим профилем Блазиуса. Проведенный анализ свидетельствует, что в этом случае имеет место реламинаризация пограничного слоя, однако она не захватывает весь слой, а лишь его нижнюю часть.

Влияние веера волн разрежения на развитый пограничный слой при большом числе Рейнольдса, как с турбулизатором, так и без него, также проявляется прежде всего во внешней части слоя. Логарифмический участок в этом случае сохраняется, хотя очевидно его уменьшение и отклонение от классического закона стенки — следа при  $y^+ > 60$  (точки 2, 3 при  $x'=0,23$ ). При  $x'=3,6$ , т. е. в конце исследуемой области, профиль скорости пограничного слоя при высоких числах Рейнольдса близок к теоретическому профилю, однако отмечается различие скоростей во внешней части слоя (точки 2, 3). Уменьшение числа Рейнольдса сопровождается усилением этого различия (точки 1). Из полученных результатов следует, что протяженность области релаксации пограничного слоя зависит от числа Рейнольдса и превышает длину 150–200 толщин пограничного слоя ( $x'=3,75$ ).

Проиллюстрируем динамику развития внешней части пограничного слоя в результате воздействия веера волн разрежения изменением скорости во внешней части пограничного слоя, определяемой параметром интенсивности следа (по Коулсу). На фиг. 6 построены полученные из условия совпадения расчетной и экспериментальной скорости на внешней границе пограничного слоя значения параметра следа  $\Pi$  вниз по течению от излома контура для двух значений числа Рейнольдса. В той части поверхности, где профиль скорости может быть описан в рамках стенки-



Фиг. 6

следа, характер изменения параметра  $\Pi$  качественно различен в течениях с большим и малым числом Рейнольдса. В первом случае (точки 2) величина  $\Pi$  возрастает вниз по потоку от универсального значения для равновесных течений, близкого к 0,6, до некоторого асимптотического значения без видимой тенденции к уменьшению. Во втором случае (точки 1) очевидна обратная тенденция изменения параметра следа, которая характерна обычно для турбулентных течений в области ламинарно-турбулентного перехода [10], когда переход реализуется в условиях повышенной турбулентности внешнего течения, что в исследуемом течении соответствует развитию и переходу в новом пристенном слое за угловой точкой [5]. При этом наблюдается тенденция к снижению параметра  $\Pi$  и его приближению к значениям, характерным для безградиентного равновесного слоя.

Приведенные данные показывают, что пограничный слой остается неравновесным на всей исследованной длине, что свидетельствует об интенсивном влиянии вверха волн разрежения и градиента давления, вызванного внезапным расширением, на структуру пограничного слоя. Этот результат не является неожиданным, если принять во внимание характер изменения давления (см. фиг. 1) и значительное (более чем в 2 раза) увеличение числа Рейнольдса  $Re^{**} = u\delta^{**}/\nu$  вследствие роста прежде всего толщины потери импульса  $\delta^{**}$  (фиг. 6).

Углубленный анализ структуры и профилей скорости пограничного слоя показывает, что происходит изменение его состояния от ламинарного

или слаботурбулентного к сильно турбулентному течению. Этот вывод подтверждается также данными, полученными в условиях, когда при  $Re_1 = 35,6 \cdot 10^6$  1/м устанавливался турбулизатор и ламинарно-турбулентный переход происходил на расстоянии примерно 30 мм от вершины носового конуса. Это приводило к увеличению числа Рейнольдса по толщине потери импульса и соответственно небольшому изменению параметра  $\Pi$  (точки 3), который уже при  $x' \geq 1,5$  начинает убывать, приближаясь к значениям для равновесного течения. В последнем случае профиль скорости пограничного слоя практически на всей длине за изломом контура согласуется с универсальным законом стенки-следа.

Сравнение длины области релаксации пограничного слоя за веером волн разрежения с соответствующей длиной за скачком уплотнения в плоском [5, 11] и осесимметричном [12] течениях показало, что за веером волн разрежения эта длина существенно больше, что связано прежде всего с реламинирующим воздействием отрицательного градиента давления, влияние которого может быть достаточно сильным даже в том случае, когда возврат к ламинарному течению происходит только в части пограничного слоя [3, 8]. Именно с этим обстоятельством связано сильное влияние числа Рейнольдса на развитие пограничного слоя за веером волн разрежения. За скачком уплотнения пограничный слой быстро возвращается к равновесному состоянию на длине до  $20\delta_0$  ( $\delta_0$  — толщина слоя перед областью взаимодействия) [12], а изменение числа Рейнольдса и применение искусственной турбулизации пограничного слоя не приводит к сколько-нибудь заметному изменению структуры и характеристик пограничного слоя за скачком уплотнения, а также длины области релаксации. Этот вывод подтверждается также измерениями пульсаций массового расхода как за веером волн разрежения [6], так и за скачками уплотнения [5, 10].

Таким образом, полученные новые экспериментальные данные о структуре и характеристиках пограничного слоя за веером волн разрежения позволили установить, что уменьшение числа Рейнольдса приводит к значительному увеличению длины области релаксации пограничного слоя, при этом наиболее консервативной к воздействию градиента давления, отрицательного и положительного, является внутренняя часть слоя.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zakkay V., Toba K., Kuo T. J. Laminar, transitional and turbulent heat transfer after a sharp convex corner // AIAA Journal. 1964. V. 2. № 8. P. 1389–1395.
2. Delery J., Masure B. Action d'une variation brusque de pression sur une couche limite turbulente et application aux prises d'air hypersoniques // Recherche Aerospaciale. 1969. № 29. P. 3–12.
3. Dussauge J. P., Gaviglio J. Bulk dilatation effect on Reynolds stresses in the rapid expansion of a turbulent boundary layer at supersonic speed // IMST. Marseille. 1981. 1981–113. P. 6.
4. Павлюков Е. В. Исследование турбулентного пограничного слоя при обтекании выпуклого угла // Тр. ЦАГИ. 1973. Вып. 1498. 12 с.
5. Желтоводов А. А., Меклер Л. Ч.-Ю., Шилейн Э. Х. Особенности развития отрывных течений в углах сжатия за полнами разрежения: Препринт № 10. Новосибирск, Ин-т теорет. и прикл. механики АН СССР, 1987. 47 с.
6. Гольдфельд М. А., Зиновьев В. Н., Лебига В. А. Структура и пульсационные характеристики сжимаемого турбулентного пограничного слоя за веером волн разрежения // Изв. АН СССР. МЖТ. 1987. № 1. С. 48–53.
7. Гольдфельд М. А. Особенности развития сверхзвукового турбулентного пограничного слоя протекания через веер волн разрежения // Исследование пристенных турбулентных течений вязкого газа. Новосибирск, 1979. С. 103–122.
8. Гольдфельд М. А., Тютина Э. Г. Реламиниризация сверхзвукового турбулентного пограничного слоя при быстром расширении около угловой точки: Препринт № 23. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. мех. АН СССР, 1982. 52 с.
9. Baronti P. O., Libby P. A. Velocity profiles in turbulent compressible boundary layers // AIAA Journal. 1966. V. 4. № 2. P. 193–202.

10. *Methens D. C., Childs M. E., Paynter G. C.* Use of coles universal wake function for comperssible turbulent boundary layers // *J. Aircraft*, 1976. V. 7. № 2. P. 137–140.
11. *Settles G. S., Fitzpatrick T. J., Bogdanoff S. M.* Detailed study of attached and separated compression corner flowfields in high Reynods number supersonic flow // *AIAA Journal*. 1979. V. 17. № 6. P. 579–585.
12. *Гольдфельд М. А.* Структура сверхзвукового турбулентного пограничного слоя при его взаимодействии со скачком уплотнения // *Изв. АН СССР. МЖГ*. 1985. № 5. С. 75–82.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
5.III.1990