

УДК 532.526.013.4

© 2001 г. А.В. БОЙКО

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ К СТАЦИОНАРНОМУ ВИХРЕВОМУ ВОЗМУЩЕНИЮ ВНЕШНЕГО ПОТОКА

Уединенный концевой вихрь, развивающийся за микрокрылом, расположенным в свободном потоке, использовался для исследования вихревой восприимчивости пограничного слоя плоской пластины. В результате взаимодействия в пограничном слое возникали возмущения продольной компоненты скорости, причем они нарастали по продольной координате по существу линейно. Характеристики возбужденных стационарных возмущений согласуются с данными предыдущих экспериментов по "обходному" сценарию ламинарно-турбулентного перехода при повышенной степени турбулентности внешнего потока, выполненных в естественных условиях. Показано, что роль передней кромки в механизме нарастания возмущений данного типа определяющей роли не играет, а восприимчивость носит распределенный характер.

Уже более 50 лет назад было обнаружено [1], что возмущения внешнего потока в аэродинамической трубе могут оказывать значительное влияние на процессы перехода в пограничном слое, что делает перенос экспериментальных результатов на летные условия нетривиальной задачей. Недостаточность знаний о процессе взаимодействия внешних вихревых возмущений с пограничными слоями (процесс восприимчивости) приводит исследователей к эмпирическому правилу проверки данных экспериментов в нескольких различных установках [2]. Такой подход является весьма затратным и, следовательно, неэффективным. Это, а также конструирование турбомашин, в которых турбулентность внешнего потока – обязательный участник развития пограничного слоя на лопатках турбин и компрессоров, предопределяет длительный интерес исследователей к данной проблеме.

Турбулентность в конвективно-неустойчивом потоке – обычно результат развития неких возмущений, которые возникают и начинают развиваться далеко вверх по течению от начала заключительного этапа ламинарно-турбулентного перехода. Поэтому основные вопросы в ходе исследования восприимчивости – поиск, выбор, а также экспериментальное и теоретическое моделирование в заданном потоке механизмов, наиболее ответственных за образование возмущений в пристенной области, сопровождающих переход к турбулентности.

Такие внешние вихревые возмущения, как локализованные квазистационарные модуляции течения и турбулентность внешнего потока, – одни из основных типов возмущений, эффективно взаимодействующих с пограничным слоем [3]. Под их воздействием внутри пограничного слоя обычно выделяются два типа возмущений: бегущие моды с характеристиками локальной линейной неустойчивости и квазистационарные продольные (вихревые) или "полосчатые" структуры [4], причем каждое из них может через ряд промежуточных стадий приводить к переходу в турбулентность [5].

Полосчатые структуры, получившие свое название из-за характерных полосчатых картин визуализации дымом [6], – это квазистационарные трехмерные деформации ламинарного пограничного слоя, нарастающие по амплитуде и вытягивающиеся вниз

по потоку. Их появление обычно приписывают эффекту "опрокидывания", т.е. невязкому перераспределению продольной компоненты импульса малыми возмущениями скорости по нормали к стенке [7].

Экспериментально наблюдаемое возмущение скорости, вызываемое полосчатыми структурами, иногда также называют "модой Клебанова" в связи с наблюдениями им этого явления [8]. В этих экспериментах были найдены стационарные и низкочастотные трансверсальные периодические модуляции продольной компоненты скорости в пограничном слое, вызванные различными неоднородностями потока при установке детурбулизирующих сеток в аэродинамических трубах. Позднее средние и нестационарные характеристики пограничного слоя плоской пластины при воздействии на него трехмерных возмущений в форме почти изотропной турбулентности внешнего потока широко изучались, например, в экспериментах [9, 10], и позволили описать характерные феноменологические характеристики рассматриваемых возмущений.

Визуализации потока показывают, что полосчатые структуры в присутствии турбулентности внешнего потока начинают развиваться на передней кромке пластины. Однако предполагается, что механизм восприимчивости в данном случае распределенный (см. [11] и обзор работ там). Так, локализованные возмущения, возбужденные кратковременным вдувом через узкую трубку, помещенную во внешний поток перед моделью, могут вызывать возбуждение на передней кромке локализованных структур в пограничном слое, но предоставленные самим себе они затухают в отличие от характерного непрерывного роста полосчатых структур в присутствии турбулентности внешнего потока.

Предположение о неспособности локализованных механизмов восприимчивости описать наблюдаемый линейный рост в пограничном слое Блазиуса было сделано также в [12] на основе рассмотрения экспериментов [13] и асимптотической теории [14]. В работе [13] не обнаружено изменения амплитуды возмущений для двух различных затупленных передних кромок, т.е. рост был независим от структуры потока в той области. Оценки показывают, что рост возмущения, основанный на локальном механизме восприимчивости по асимптотической теории [14], наблюдался бы в условиях типичных экспериментов, например [4, 9, 13], лишь на неестественно больших расстояниях от передней кромки, что противоречит наблюдениям. Как следствие, в теории [12] передняя кромка не рассматривалась, при этом результаты хорошо согласуются с данными о реакции пограничных слоев на турбулентность внешнего потока.

Чтобы применять современные комплексные экспериментально-вычислительные подходы для исследования восприимчивости, а также для понимания ее физической сущности, конкретный механизм необходимо рассматривать в строго контролируемых условиях. В эксперименте [15] для сравнения реакции пограничного слоя с теоретической моделью восприимчивости предложен один из рациональных способов введения в пограничный слой контролируемого вихревого возмущения внешнего потока. Такой подход дает принципиальную возможность подробного исследования развития стационарных возмущений в ламинарном потоке независимо от бегущих мод. Этот подход с некоторыми модификациями использовался в данной работе для рассмотрения образования и развития полосчатой структуры, возбужденной в пограничном слое Блазиуса контролируемым вихревым возмущением в отсутствие влияния передней кромки.

1. Методика проведения экспериментов. Исследование выполнено в Малотурбулентной аэродинамической трубе (TUG) Института механики сплошной среды Немецкого аэрокосмического центра (DLR), Геттинген, Германия (см. рисунок на www.sm.go.dlr.de/sm-sm_info/TRTinfo). TUG – деревянная аэродинамическая труба открытого типа с закрытой рабочей частью. Уровень турбулентности в ней уменьшен набором детурбулизирующих сеток и конфузоров с поджатием 16 : 1. Рабочая часть имеет 6,25 м в длину, 0,3 м в ширину и 1,5 м в высоту. Диапазон скоростей трубы – от 4 до 45 м/с.

Модель плоской пластины из плексигласа 1500 мм высотой, 1175 мм длиной и 40 мм толщиной была вертикально установлена вдоль рабочей части трубы. Она состояла из самой пластины, эллиптической передней кромки с отношением осей 6 : 1 и закрылка для минимизации градиента давления на передней кромке.

Ось x направлена от передней кромки вдоль хорды пластины, z – параллельно передней кромке ($z = 0$ отстоит на 40 мм от оси пластины), y – перпендикулярно стенке. Соответствующие возмущения скорости обозначены как u' , v' и w' . Измерения были выполнены в центральной части пластины в диапазоне $\Delta z = 80$ мм и $x = 217$ –480 мм при $U_0 = 5,9$ и 7,8 м/с. Поскольку оба набора данных приводят к одинаковым выводам, для краткости ниже приводятся в основном результаты для $U_0 = 5,9$ м/с. Степень турбулентности ϵ в области измерений оставалась неизменной, но характеризовалась некоторой анизотропией: $u' = 0,19$; $v' = 0,07$ и $w' = 0,06\% U_0$, так что

$$\epsilon = \sqrt{(u'^2 + v'^2 + w'^2)}/3 \approx 0,12\% U_0$$

Стационарный вихрь развивался на конце микрокрыла типа NACA FXL V152 K52 толщиной 0,6 мм и шириной 5 мм, боковые грани которого имели скругление 0,3 мм. Крыло было приклеено к длинной цилиндрической державке диаметром 8 мм. Чтобы минимизировать возможное воздействие державки на концевой вихрь и пограничный слой, размах микрокрыла был выбран довольно большим – 80 мм. Интенсивность вихря контролировалась его углом атаки и скоростью потока. Задняя кромка микрокрыла была расположена на расстоянии $y_0 = 15$ мм от стенки и $x_0 = 215$ мм от передней кромки пластины.

Продольная и поперечные компоненты скорости измерялись термоанемометрами постоянной температуры DISA 55M00 с V- и X-образными двухниточными датчиками. Сигналы от двух независимых термоанемометров были оцифрованы 12-разрядным АЦП и затем линеаризованы и обработаны на персональном компьютере в среде MATLAB 5.3.

Координатник позволял выполнять пространственные измерения с относительной точностью 12,5 мкм по направлениям x и z и 7,5 мкм по y . Профили скорости измерялись по y с интервалом 0,2–0,3 мм в пристенной области и 0,3–0,5 мм ближе к внешней границе пограничного слоя.

Для калибровки отдельной нити использовалась формула модифицированного закона Кинга

$$U = k_1(E^2 - E_0^2)^{1/n} + k_2(E - E_0)^{1/2}$$

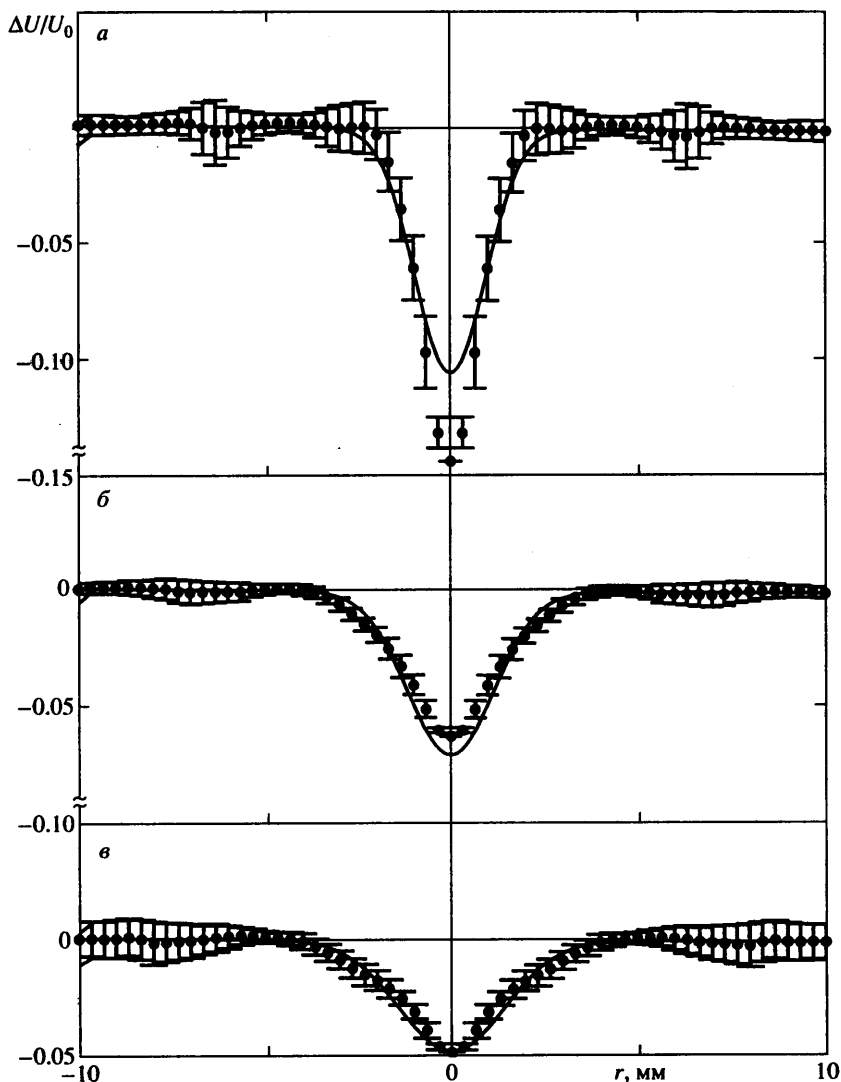
где E – напряжение с моста термоанемометра, E_0 – напряжение при нулевой скорости, U – продольная скорость, а k_1 , k_2 , n – калибровочные константы. Обычно величина $1/n \approx 2$. Второй полуэмпирический член учитывает вклад свободной конвекции при низких скоростях и позволяет улучшить линеаризацию термоанемометрических измерений у стенки. Калибровка выполнялась для 7–10 скоростей (от 0,8 до 9 м/с) и 21 углов (от -25 до 25° с равным шагом) для каждой скорости.

Линеаризация двухниточных измерений была основана на применении интерполяционных таблиц: методе, впервые развитом, вероятно, в [16] и использовавшемся с некоторыми модификациями в данной работе. В частности, для каждого значения угла применялась экстраполяция калибровки по скорости в сторону малых скоростей при помощи модифицированного закона Кинга.

Пластина была установлена под нулевым углом атаки, поэтому положение $y = 0$ оценивалось аппроксимацией экспериментально измеренных профилей скорости теоретическим профилем Блазиуса методом наименьших квадратов, причем расстояние до стенки было искомым параметром.

2. Развитие концевого вихря во внешнем потоке и параметры невозмущенного пограничного слоя. Предварительная визуализация развития концевого вихря в гидродинамической трубе методом водородных пузырьков при числах Рейнольдса, близких к используемым в настоящем эксперименте, показала, что за выбранным микрокрылом в определенном диапазоне углов атаки реализуется ламинарный концевой вихрь.

Для описания начальных условий взаимодействия вихря и пограничного слоя продольная U - и поперечные V - и W -компоненты скорости были измерены в нескольких



Фиг. 1. Продольный дефект скорости в концевом вихре в свободном потоке при $\Delta x = 40, 130$ и 265 мм (сверху вниз); $U_0 = 5,9$ м/с. Точки – экспериментальные данные; кривые – аппроксимация моделью [15]

плоскостях (yz) вниз по потоку от микрокрыла. Полученные дефекты продольной скорости $\Delta U = U - U_0$ и круговая скорость $\Omega = \sqrt{V^2 + W^2}$, вызванные вихрем, были "развернуты" в полярной системе координат с началом, расположенным в центре вихря. Распределения средних скоростей и интервалы ошибок по радиальной координате r представлены на фиг. 1 для $\Delta x = x - x_0 = 40, 130,$ и 265 мм. Данные показывают медленное затухание вихря вниз по потоку, сопровождаемое небольшим расширением ядра, что согласуется с предыдущими наблюдениями [17]. Во всех измерениях вихрь оставался ламинарным (возмущения не превышали 2,4% по продольной и 4,3% по поперечным координатам и были сконцентрированы в диапазоне частот меньше 10 Гц, т.е. были связаны в основном с нестационарностью потока в трубе).

U_0	Δx , мм	δ^* , мм	H	Re_{δ^*}
5,9	2	1,21(1,31)	2,56(2,59)	476
5,9	40	1,44(1,42)	2,58(2,59)	566
5,9	130	1,63(1,64)	2,54(2,59)	641
5,9	265	1,99(1,93)	2,67(2,59)	782

Характерная особенность развития вихря – появление как продольного, так и поперечного дефектов скорости. Считается, что одной из причин количественного расхождения между расчетом и теорией в [15] – упрощенная модель вихря. Чтобы преодолеть это несоответствие, Ф. Бертолотти (частное сообщение) предложил использовать более продвинутой модель [18], описывающую автономное поведение концевой вихря вдали от микрокрыла. На основе автономной координаты η , дефект продольной скорости в вихре

$$\Delta U = \frac{\gamma_0^2 P(\eta) - U_0^2 S e^{-\eta}}{8\nu x}, \quad \eta = \frac{U_0^2}{\nu x}$$

$$P(\eta) = e^{-\eta} [\log(Re_{\eta}(x) + Ei(\eta) - 0,807) + 2Ei(\eta) - 2Ei(2\eta)]$$

$$Ei(\eta) = \int_{\eta}^0 \frac{e^{-\xi}}{\xi} d\xi$$

где $\gamma_0 = \Gamma_0/2\pi$, Γ_0 – начальная завихренность, S – константа с размерностью площади, а второй член описывает начальный дефект скорости, независимый от завихренности. Асимптотическое поведение Ω дается формулой

$$\Omega = \gamma_0(1 - e^{-\eta})/r$$

Согласно измерениям [17], такое автономное поведение концевой вихря за крылом большого размера имеет место при $x/L \geq 10$, где L – длина хорды микрокрыла. В данном эксперименте распределения были измерены в нескольких сечениях вниз по потоку за крылом, в диапазоне $\Delta x = 40-265$ мм при длине хорды крыла $L = 5$ мм, т.е. в области автономного развития вихря. Кроме того, анализ [18] верен при x , где $\|\Delta U/U_0\|_{r=0} \ll 1$. Это неравенство также выполняется во всех рассмотренных случаях.

Модель применялась для аппроксимации методом наименьших квадратов всех наборов экспериментальных данных (фиг. 1). Для улучшения аппроксимации использовалось "эффективное" начало вихря $x \mapsto x + x_v$. Для $U_0 = 5,9$ м/с получены следующие величины: $\gamma_0 = 1,8 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $S = 5,46 \cdot 10^{-2}$ мм², $x_v = 140$ мм. Видно, что они весьма точно предсказывают поведение вихря.

Пограничный слой Блазиуса характеризуется постоянным формпараметром $H = \delta^*/\vartheta = 2,59$, где $\delta^* = 1,72\sqrt{\nu x/U_0}$ – толщина вытеснения и ϑ – толщина потери импульса. Чтобы учесть область формирования пограничного слоя у передней кромки, широко используется модифицированная формула вычисления δ^* с $x \mapsto x + x_v$, где x_v – "эффективное" положение передней кромки, призванное подправить теоретические значения. Обнаружено, что величина $x_v = 14$ мм обеспечивает лучшую, но незначительную поправку для δ^* . Соответствующие экспериментальные и расчетные данные приведены в таблице. Наиболее существенное расхождение имеет место вблизи передней кромки. Ниже по потоку теоретические и экспериментальные значения δ^* отличаются меньше чем на 3%, т.е. согласие весьма хорошее. Различие в точке $\Delta z = 2$ мм можно, вероятно, объяснить влиянием градиента давления у толстой

передней кромки, как в других измерениях на плоских пластинах (см., например, [19]). Соответствие между величинами P не такое точное. При его вычислении используется еще экспериментальное значение ϑ , тоже определяемое с ошибкой, и деление – действие, суммирующее ошибки в числителе и знаменателе.

3. Измерения в пограничном слое в присутствии внешнего вихревого возмущения.

Только данные по продольной компоненте скорости представлены ниже, поскольку трансверсальная компонента оказалась мала для надежных измерений.

Изолинии дефекта скорости, измеренной при нескольких x и аппроксимированной бикубическими сплайнами в области локализации возмущения $\Delta z = z_{\max} - z_{\min} = 80$ мм, даны на фиг. 2. Дефекты испытывают непрерывный рост, в то время как трансверсальная структура возмущения остается неизменной с одним максимумом и одним минимумом скорости и интервалом между ними, фактически независимым от координаты x и равным 20 ± 2 мм. Пограничный слой остается ламинарным, хотя измерения были выполнены в области линейной неустойчивости, начинающейся с $Re_{\delta^*} \approx 520$ ($x \approx 215$ мм), т.е. возмущения фона, обычно вызывающие ее, были незначительными.

Усредненные профили средней скорости, теоретический профиль Блазиуса и соответствующее распределение среднеквадратичной амплитуды дефекта средней скорости

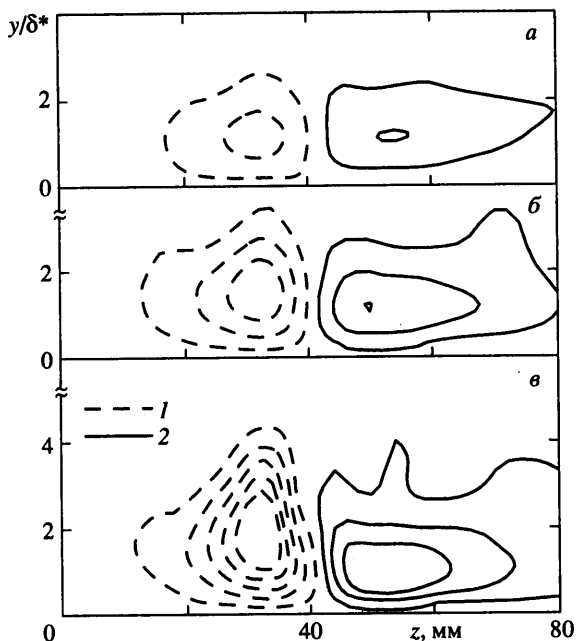
$$\bar{U}(y) = \sqrt{\int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \Delta U(y, z)^2 dz / \Delta z}$$

показаны на фиг. 3 для некоторых значений x . Присутствие вихрей значительно меняет среднее распределение скорости, причем $\bar{U}(y)$ достигает примерно 15% U_0 в конце области измерения. Кроме самого близкого к микрокрылу промеренного сечения максимум возмущения расположен на фактически неизменном безразмерном расстоянии от стенки $y/\delta^* \approx 1,3$ и близок к автоточному. Такое же заключение было сделано ранее в [10] относительно формы естественных возмущений при высоком уровне турбулентности внешнего потока.

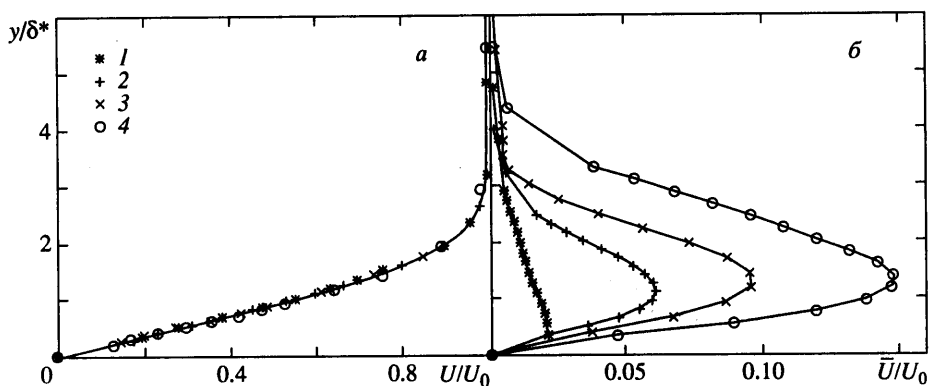
Характерная особенность квазистационарных возмущений, возбужденных в пограничном слое плоской пластины под влиянием однородной турбулентности, – сохранение величины формпараметра близкой к ее ламинарному значению амплитуд возмущений 10% U_0 и более [9]. Как можно видеть на фиг. 3, в отличие от весьма больших изменений δ^* и ϑ средние и даже локальные значения H в области локализации вихря также близки к ламинарному $H = 2,59$.

Простой способ оценки роста возмущений – по нормированной разнице между максимальными превышением и дефектом скорости, вызываемыми ими: $D_U = (\bar{U}_{\max} - \bar{U}_{\min}) / (2U_0)$. Он использовался в [15], когда полосчатая структура в пограничном слое возбуждалась концевым вихрем от микрокрыла расположенного перед плоской пластиной. Было найдено как экспериментально так и теоретически, что величина D_U стационарных возмущений нарастает фактически линейно с x , а скорость роста уменьшается с ростом расстояния от микрокрыла до стенки. Перемещение микрокрыла далее от стенки означает, что более периферийная часть концевого вихря, где местные поперечные скорости ниже, взаимодействует с пограничным слоем.

Результаты текущих измерений D_U , когда микрокрыло было расположено над плоской пластиной, показаны на фиг. 4. В данной работе измерения были выполнены при фиксированном положении микрокрыла, но при различных скоростях внешнего потока, т.е. различных местных числах Рейнольдса (и, следовательно, толщинах пограничного слоя) и различных интенсивностях концевого вихря. Рост возмущения линейен с x и наклон кривой меньше для концевого вихря с более низкой перифе-



Фиг. 2. Дефекты скорости, вызванные в пограничном слое концевым вихрем: *а, б, в* – $\Delta x = 40, 130, 265$ мм; $U_0 = 5.9$ м/с: 1 – дефекты, 2 – превышения. Изолинии от -0.290 до 0.140 с равным шагом



Фиг. 3. Характеристики пограничного слоя, $U_0 = 5.9$ м/с при $\Delta x = 2; 40; 130; 265$ мм ($l - u$): *а* – профили средней скорости в невозмущенном пограничном слое (сплошная линия – теоретический профиль Блазиуса); *б* – соответствующие среднеквадратичные амплитуды стационарных возмущений

рийной скоростью на краю пограничного слоя. Вместе с данными [15] эти результаты показывают, что передняя кромка не играет доминирующей роли в механизме непрерывного роста полосчатой структуры в пограничном слое Блазиуса, причем рост линейен с x .

Дефект скорости при фиксированной координате x можно рассматривать как локализованный волновой пакет, состоящий из независимых стационарных мод с различными поперечными волновыми числами β . Так как пакет локализован в пространстве,

для спектрального исследования поперечной структуры возмущения следует использовать интеграл Фурье

$$\Delta U(y, \beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \Delta U(y, z) e^{-i\beta z} dz$$

с пределами интегрирования, ограниченными областью измерения $\Delta z = 80$ мм, полагая, что $\Delta U(y, z) \approx 0$ вне ее. Специальные тесты относительно приемлемости такого ограниченного диапазона интегрирования путем дополнения нулями и малых изменений краевых условий показали, что спектр волновых чисел надежно разрешен для β от 0,02 до 0,40.

Волновой спектр показан на фиг. 5. Уже на расстоянии 2 мм от микрокрыла возмущения локализованы внутри пограничного слоя и сосредоточены вокруг $\beta = 0,06-0,12$. Такая тенденция усиливается ниже по потоку, где максимум возмущений концентрируется при фиксированных $\beta \approx 0,08$ и $y/\delta^* \approx 1,3$.

Эти результаты согласуются с независимостью расстояния между превышением и дефектом возмущения на фиг. 2 и указывают, что в рамках текущих экспериментальных условий масштаб возбужденной структуры не зависит ни от изменения интенсивности концевой вихря вниз по потоку, ни от изменения толщины пограничного слоя в области образования полосчатой структуры и ее распространения ($\delta^* = 1,21-1,99$). Последнее также согласуется с измерениями [20] при $\epsilon \approx 1,5\%$, где стационарные модуляции скорости сохранили поперечный масштаб при распространении по x . Точно так же в модельном эксперименте [11] локализованное изолированное возмущение внешнего потока ("пафф") возбуждало нерасплывавшиеся полосчатые структуры в пограничном слое.

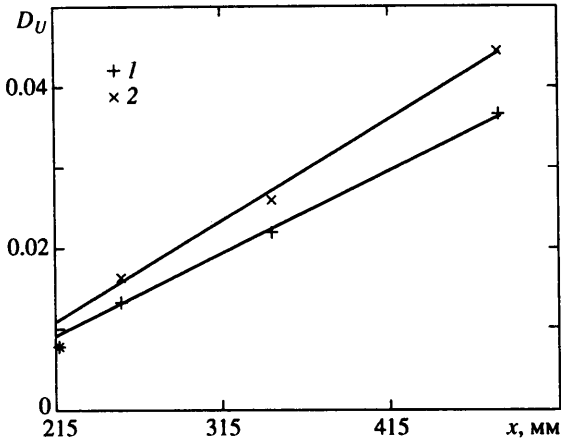
На основе данных, показанных на фиг. 5, можно рассчитать рост интенсивности возмущения, проинтегрированной поперек пограничного слоя

$$\bar{U}(\beta) = \left[\int_0^{\delta} \Delta U(y, \beta)^2 \frac{dy}{\sigma^*} \right]^{1/2}$$

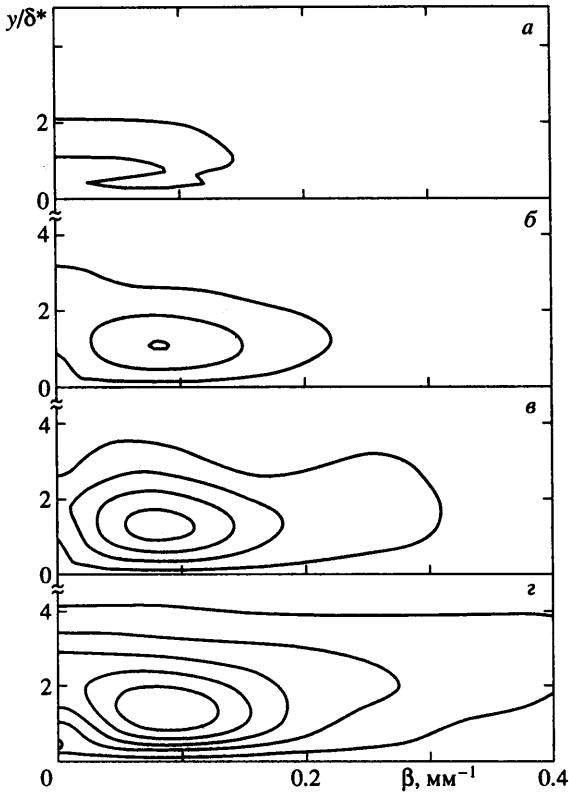
Нормировка на δ^* используется для учета наблюдаемой автомодельности возмущений по координате y/δ^* . В растущем пограничном слое скорость усиления возмущения может зависеть от выбранной меры [5] (так называемый эффект непараллельности пограничного слоя). В данном случае были выбраны две общепринятые меры: интегральный рост и рост по максимуму возмущения при $y/\delta^* = 1,3$. Обнаружено, что оба метода дают фактически одинаковые формы распределения интенсивности возмущения, указывая на незначительность эффекта непараллельности потока на этой стадии развития полосчатой структуры.

Рост отдельных мод в рассматриваемом диапазоне β линеен по x и фактически независим от поперечного волнового числа, что иллюстрируется на фиг. 6, где представлены распределения амплитуд возмущений, нормированные на значения в начале области измерений $N_\beta = \bar{U}(\beta) / \bar{U}_0(\beta)$.

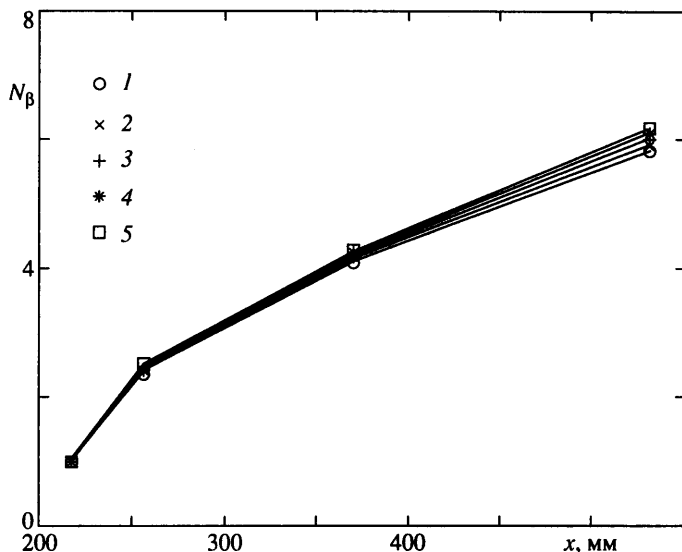
Комплексные амплитудные функции $\bar{U}_\beta(y) = U_\beta(y) e^{i\phi(y)}$ для нескольких значений β показаны на фиг. 7 в виде амплитудных и фазовых профилей $U_\beta(y)$ и $\phi(y)$. Фигура 7, а демонстрирует автомодельность распределения амплитуды возбужденных мод. Видно, что все они имеют единственный максимум при $y/\delta^* \approx 1,3$. Фазовые профили возмущений, показанные на фиг. 7, б, также весьма регулярны внутри пограничного слоя, а большие фазовые изменения на внешнем краю пограничного слоя вызваны, вероятно, влиянием погрешности из-за малости интенсивности возмущений там.



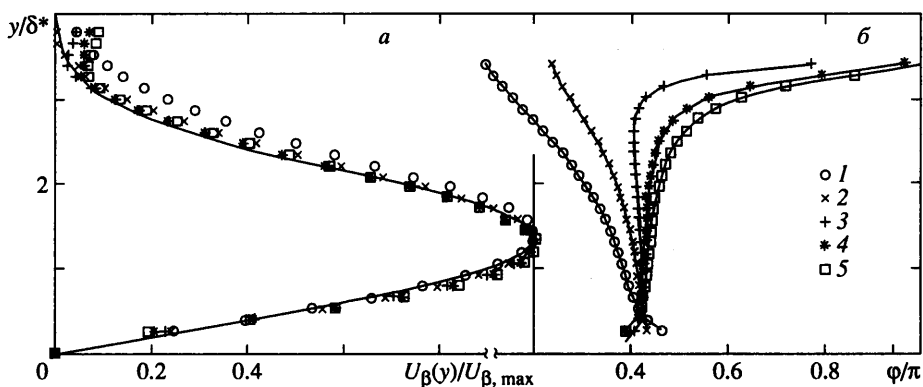
Фиг. 4. Влияние интенсивности концевго вихря на рост возмущения в пограничном слое:
 $U_0 = 5.9; 7.8$ м/с (1-2)



Фиг. 5. Спектральные распределения ΔU : $U_0 = 5.9$ м/с; а, б, в, г – $\Delta x = 2, 40, 130, 265$ мм соответственно. Изолинии от 0.1 до 1.1 с равным шагом. Масштаб произвольный



Фиг. 6. Рост интенсивности возмущений, проинтегрированной поперек пограничного слоя: 1–5 соответствует $\beta = 0.050; 0.075; 0.100; 0.125; 0.150 \text{ мм}^{-1}$; $U_0 = 5.9 \text{ м/с}$



Фиг. 7. Амплитудные (а) и фазовые (б) профили возмущений при $U_0 = 5.9 \text{ м/с}$, $\Delta x = 130 \text{ мм}$: 1–5 – соответствуют $\beta = 0.050; 0.075; 0.100; 0.125; 0.150 \text{ мм}^{-1}$. Сплошная линия на графике амплитудных профилей – обезразмеренный профиль возмущения для квазистационарных колебаний толщины пограничного слоя

Такая автомодельность амплитудных и фазовых профилей наблюдалась и при всех других x , кроме ближайшего к микрокрылу. Кроме того, наблюдаемая автомодельность амплитудных профилей с различными β согласуется с анализом [21] "оптимальных" (вызывающих максимальный рост энергии) возмущений в пограничном слое Блазиуса. Перенормированные для условий данного эксперимента, данные [21] указывают на фактическую независимость формы продольных колебаний скорости, вызванных оптимальными колебаниями, по крайней мере в диапазоне $\Delta\beta \approx 0,12\text{--}0,86 \text{ мм}^{-1}$.

Сходство профилей возмущений, возбужденных в различных экспериментах и далеких от оптимальных, а также профилей, полученных с помощью различных теоретических моделей, неоднократно отмечалось в литературе [9, 15, 22] и интенсивно обсуждалось в [21]. Давно замечено, что продольная компонента скорости полосчатых структур при высокой степени турбулентности внешнего потока походит на профиль квазистационарных двумерных модуляций скорости пограничного слоя Блазиуса ("дыхательная мода" Клебанова), когда местная толщина пограничного слоя испытывает небольшие изменения [23]. Такие изменения можно вызвать, например, малыми колебаниями по времени положения линии растекания на передней кромке или скорости внешнего потока. Профиль этой двумерной моды имеет аналитическое выражение $u\delta/\delta u$ [24]. Нормированный на максимум, он показан на фиг. 7 сплошной линией. Этот профиль почти точно повторяет амплитудные профили отдельных трехмерных стационарных мод, найденных в данной работе. То, что профили трехмерных стационарных мод можно получить при помощи такой простой двумерной квазистационарной трактовки, привело автора [21] к предположению, что этот двумерный профиль скорости – своего рода аттрактор для большинства начальных условий возмущений.

Однако такая квазистационарная двумерная трактовка не объясняет роста интенсивности возмущения, так как толщина пограничного слоя Блазиуса пропорциональна квадратному корню от скорости внешнего потока и расстоянию от передней кромки и их возмущения ощущаются все меньше и меньше вниз по потоку в пограничном слое. Это означает, что двумерные колебания, возбужденные таким путем, всегда затухают по x , за исключением области вблизи передней кромки, где приближение пограничного слоя не выполняется [11]. Другими словами, локализованный механизм восприимчивости вблизи передней кромки не может вызвать наблюдаемый непрерывный рост полосчатых структур при повышенной степени турбулентности внешнего потока.

Кроме того, во всех известных автору теоретических работах по обходному сценарию перехода к турбулентности их создатели не приводят фазовых профилей возмущений, как на фиг. 7, в то время как фазовая информация нужна для доказательства схожести или для установления расхождений между результатами разных теоретических и экспериментальных модельных подходов.

Заключение. Рассмотрен отклик пограничного слоя плоской пластины на развитие над ним концевой вихря. Найдено, что в пограничном слое выделяется уединенная стационарная полосчатая структура. Она обладает теми же феноменологическими характеристиками, что и структуры, возникающие в пограничном слое под влиянием высоких уровней турбулентности внешнего потока. В частности, она имеет единственный амплитудный максимум, расположенный при $u/\delta^* = 1,3$; ее размерный масштаб в поперечном направлении сохраняется; рост вдоль пластины близок к линейному. Несмотря на то что дефект скорости, вызванный возмущением, достигает нескольких процентов от скорости внешнего потока, влияние на формпараметр пограничного слоя незначительно. Сравнение с работой [15] показывает, что передняя кромка не играет доминирующей роли в механизме нарастания возмущения в пограничном слое.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Александра фон Гумбольдта, Института аэромеханики Немецкого аэрокосмического центра (DLR), Геттинген, Германия, гранта РФФИ-00-15-96164 и INTAS No. YSF 00-251. Автор выражает благодарность докторам Х. Биппесу (к сожалению, уже покойному), Ф. Бертолотти, К. Абеггу и профессору У. Дальманну из Института за их личную поддержку и ценные советы, а также профессорам Г. Майеру и В.В. Козлову из ИТПМ СО РАН, Новосибирск, Россия, за их совместную идею визита автора в DLR.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Schubauer G.B., Skramsted H.K.* Laminar-boundary layer oscillations and transition on a flat plate // NACA Report TN № 909. 1948. 31 p.
2. *Bippes H.* Basic experiments on transition in three-dimensional boundary layers dominated by crossflow instability // Prog. Aerospace Sci. 1999. V. 35. № 4. P. 363–412.
3. *Kozlov V.V., Ryzhov O.S.* Receptivity of boundary layers; Asymptotic theory and experiment // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1990. V. 429. № 1877. P. 341–373.
4. *Kendall J. M.* Boundary layer receptivity to freestream turbulence // AIAA Paper. 1990. № 90–1504. 7 p.
5. *Boiko A.V., Westin K.J.A., Klingmann B.G.B. et al.* Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt 2. The role of TS-waves in the transition process // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 219–245.
6. *Alfredsson P.H., Bakchinov A.A., Kozlov V.V., Matsubara M.* Laminar-turbulent transition at a high level of a free stream turbulence // Nonlinear Instability and Transition in Three-Dimensional Boundary Layers. Dordrecht: Kluwer, 1996. P. 423–436.
7. *Hultgren L.S., Gustavsson L.H.* Algebraic growth of disturbances in a laminar boundary layer // Phys. Fluids. 1981. V. 24. № 6. P. 1000–1004.
8. *Klebanoff P.S., Tidstrom K.D., Sargent L.M.* The threedimensional nature of boundary-layer instability // J. Fluid Mech. 1962. V. 12. Pt 1. P. 1–34.
9. *Westin K.J.A., Boiko A.V., Klingmann B.G.B. et al.* Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt 1. Boundary layer structure and receptivity // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 193–218.
10. *Косорыгин В.С., Поляков Н.Ф., Сунрун Т.Т., Эник Э.Я.* Развитие возмущений в ламинарном пограничном слое пластины при повышенной турбулентности внешнего потока // Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений / Под ред. В.Я. Левченко. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1982. С. 85–92.
11. *Westin K.J.A., Bakchinov A.A., Kozlov V.V., Alfredsson P.H.* Experiments on localised in a flat plate boundary layer. Pt 1. The receptivity and evolution of a localised free stream disturbance // Eur. J. Mech., B/Fluids. 1998. V. 17. № 6. P. 823–846.
12. *Bertolotti F.P.* Response of the Blasius boundary layer to freestrem vorticity // Phys. Fluids. 1997. V. 9. № 8. P. 2286–2299.
13. *Kendall J.M.* Studies on laminar boundary layer receptivity to freestream turbulence near a leading edge // ASME. Techn. Report FED. V. 114: Boundary Layer Stability and Transition to Turbulence / Ed. D.C. Reda et al. 1991. P. 23–30.
14. *Goldstein M.E., Leib S.J., Cowley S.J.* Distortion of a flatplate boundary layer by free-stream vorticity normal to the plate // J. Fluid Mech. 1992. V. 237. P. 231–260.
15. *Bertolotti F.P., Kendall J.M.* Response of the Blasius boundary layer to controlled free-stream vortices of axial form // AIAA Paper. 1997. № 97–2018. 21 p.
16. *Willmarth W.W., Bogar T.J.* Survey and new measurements of turbulent structures near wall // Phys. Fluids. 1977. V. 20. № 10. P. S9–S21.
17. *Bippes H.* Experimente zur Entwicklung der freien Wirbel hinter einem Rechteckflügel // Acta Mech. 1977. V. 26. № 1–4. P. 223–245.
18. *Batchelor G.K.* Axial flow in trailing line vortices // J. Fluid Mech. 1964. V. 20. P. 645–658.
19. *Klingmann B.G.B., Boiko A.V., Westin K.J.A. et al.* Experiments on the stability of Tollmien-Schlichting waves // Eur. J. Mech., B/Fluids. 1993. V. 12. № 4. P. 493–514.
20. *Matsubara M., Bakchinov A.A., Fransson J.H.M., Alfredsson P.H.* Growth and breakdown of streaky structures in boundary layer transition induced by free-stream turbulence // Laminar-Turbulent Transition: IUTAM Symp. / Ed. H.F. Fasel, W. S. Saric. Sedona: Springer, 1990. P. 371–376.
21. *Luchini P.* Reynolds-number-independent instability of the boundary layer over a flat surface: Optimal perturbations // J. Fluid Mech. 2000. V. 404. P. 289–309.
22. *Berlin S., Henningson D.S.* A nonlinear mechanism for receptivity of free-stream disturbances // Phys. Fluids. 1999. V. 11. № 12. P. 3749–3760.
23. *Kendall J.M.* Experimental study of disturbances produced in a pre-transitional laminar boundary layer by weak free stream turbulence // AIAA Paper. 1985. № 85 – 1695. 10 p.
24. *Libby P.A., Fox H.* Some perturbation solutions in laminar boundary-layer theory // J. Fluid Mech. 1964. V. 17. P. 433–449.