

А.А. Матюшенко<sup>1</sup>, А.В. Гарбарук<sup>1</sup>, Р.Е. Smirnov<sup>2</sup>, F.R. Menter<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
Россия, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29

<sup>2</sup>ANSYS Germany GmbH,  
Staudenfeldweg12, 83624 Otterfing, Deutschland

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕХОДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБТЕКАНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

### АННОТАЦИЯ

В рамках уравнений Рейнольдса проведен сравнительный анализ точности моделей турбулентности Спаларта-Аллмараса и Ментера (SA и SST модели), используемых в предположении о полностью турбулентном режиме обтекания, и модели SST в комбинации с  $\gamma$ - $Re_{\Theta}$  моделью для предсказания ламинарно-турбулентного перехода ( $\gamma$ - $Re_{\Theta}$  SST модель) при расчете обтекания аэродинамических профилей NASA 0021 и S809. Показано, что возможность описания перехода в рамках уравнений Рейнольдса, открываемая  $\gamma$ - $Re_{\Theta}$  SST моделью, приводит к значительному повышению точности расчета. Кроме того, установлено, что дополнительное улучшение согласования результатов расчетов с использованием этой модели с экспериментом может быть достигнуто за счет калибровки одной из ее констант, отвечающей за длину отрывного пузыря, формирующегося на стороне разрежения профиля при некоторых режимах течения.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Определение аэродинамических характеристик крыловых профилей и турбинных лопаток является важной задачей вычислительной гидродинамики. Расчеты этих характеристик выполняются, как правило, в рамках осредненных уравнений Рейнольдса в сочетании с традиционными полуэмпирическими моделями турбулентности. Однако эти модели не позволяют предсказать положение ламинарно-турбулентного перехода, поэтому в подавляющем большинстве работ предполагается, что течение является полностью турбулентным или что положение точки перехода известно. Однако первое предположение оправдано лишь при очень высоких значениях числа Рейнольдса, когда протяженность ламинарного пограничного слоя, всегда формирующегося вблизи передней кромки профиля, пренебрежимо мала, а второе - требует привлечения экспериментальных данных или использования каких-либо автономных методов определения положения точки перехода, например, методов, известных в литературе под общим названием "метода  $e^N$ " (см., например, [1]). Методы этой группы базируются на применении классической линейной теории устойчивости к семейству автомодельных профилей Фолкнера-Скэн [2] и существенным образом опираются на использование нелокальных характеристик потока (интегральных толщин пограничного

слоя), что значительно затрудняет их применение в рамках уравнений Рейнольдса. Эти трудности в определенной степени преодолены в предложенной недавно модели [3], однако опыт ее практического использования пока очень ограничен, что не позволяет сделать однозначных выводов о ее реальных возможностях.

Другой, значительно более технологичный подход к решению данной проблемы базируется на использовании уравнений переноса тех или иных параметров, знание которых позволяет определить точку перехода. Наиболее зрелой моделью такого типа является модель Лэнгтри-Ментера  $\gamma$ - $Re_{\Theta}$  SST [4], в которой сформулированы уравнения переноса для величины перемежаемости  $\gamma$  и локального критического числа Рейнольдса  $Re_{\Theta}$ . Эти уравнения решаются совместно с уравнениями Рейнольдса, замкнутыми с использованием  $k$ - $\omega$  модели Ментера SST [5], что позволяет определить положение точки перехода в рамках единой вычислительной процедуры.

В настоящей работе на примере расчета обтекания аэродинамических профилей NASA 0021 и S809 продемонстрированы важность учета ламинарно-турбулентного перехода при определении их аэродинамических характеристик, достаточная высокая точность его описания, обеспечиваемая  $\gamma$ - $Re_{\Theta}$  SST моделью, и возможность дальнейшего усовершенствования данной модели применительно к рассматриваемому классу течений.

### 2. ОПИСАНИЕ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 показана геометрия рассматриваемых профилей, которые имеют одинаковую относительную толщину (21% хорды), но значительно отличаются друг от друга по форме.



Рис. 1 Геометрия рассматриваемых профилей

Обтекание обоих профилей в широком диапазоне углов атаки экспериментально исследовалось в аэродинамических трубах с низким уровнем турбулентности ( $I < 1\%$ ) [6–8]. Число Рейнольдса  $Re = U_{\infty} \cdot C / \nu$  ( $U_{\infty}$  - скорость набегающего потока,  $C$  -

хорда профиля,  $\nu$  - молекулярная вязкость воздуха) в экспериментах с первым из них было относительно низким ( $Re = 2.7 \cdot 10^5$ ) [6], а для второго профиля эксперименты проводились при двух числах Рейнольдса ( $Re = 3.0 \cdot 10^5$  [7] и  $Re = 2.0 \cdot 10^6$  [8]).

Поскольку число Маха в экспериментах не превышало 0.2, все расчеты проводились с использованием уравнений Рейнольдса для несжимаемой жидкости. Для их замыкания использовались три модели турбулентности, а именно, модели Спаларта-Аллмараса (SA) [9] и Ментера (SST) [5] в сочетании с допущением о полнотью турбулентном режиме обтекания профилей и модель  $\gamma-Re_{\theta t}$  SST, учитывающая наличие ламинарно-турбулентного перехода.

Размер расчетной области в обоих случаях составлял около  $20C$ , а расчетные сетки С-типа содержали около  $2.2 \cdot 10^5$  ячеек и сгущались по направлению нормали к стенке, чтобы обеспечить выполнение условия  $\Delta y_w^+ < 1$  ( $\Delta y_w^+$  размер первого пристеночного шага в координатах закона стенки). Число точек сетки по обводу профилей составляло около 500.

Граничные условия задавались следующим образом. На твердых стенках использовались условия прилипания. На входной границе задавались скорость и характеристики турбулентности набегающего потока, а давление экстраполировалось на границу из внутренних точек области. Для SST и  $\gamma-Re_{\theta t}$  SST моделей значение кинетической энергии турбулентности на входной границе соответствовало известному из экспериментов [6–8] уровню турбулентности (от 0.1 до 1%), а удельная диссипация задавалась равной  $\omega = 10 \cdot U_\infty / C$  [10]. Значения турбулентной вязкости на входной границе, соответствующие такому заданию кинетической энергии турбулентности и удельной диссипации, задавались в качестве граничных условий при использовании SA модели и составляли  $4\nu$  для низких (порядка  $10^5$ ) и  $0.1\nu$  для высоких (порядка  $10^6$ ) чисел Рейнольдса. Следует отметить, что такие граничные условия обеспечивают полностью турбулентный режим обтекания для SA и SST моделей. Наконец, на выходной границе расчетной области задавалось давление, а все остальные переменные экстраполировались из внутренних точек области.

Расчеты проводились с использованием кода ANSYS FLUENT [11] версии 14.5 в диапазоне углов атаки от  $0^\circ$  до углов, при которых происходит отрыв потока от передней кромки профиля ( $25^\circ$ – $30^\circ$ ) с шагом  $1^\circ$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим вначале результаты расчетов, полученные с использованием  $\gamma-Re_{\theta t}$  SST модели, поскольку, в отличие от SA и SST моделей, в рамках которых режим обтекания профилей предполагается турбулентным, данная модель не опирается на какие-либо априорные представления о характере течения и, таким образом, по крайней мере в принципе, позволяет правильно описать его реальную картину.

На рис. 2 приведены «карты» всех трех рассматриваемых течений, которые наглядно иллюстрируют эволюцию размеров и положения областей с различными состояниями пограничного слоя на стороне разрежения профилей, наблюдаемую при увеличении угла атаки ( $x/C = 0$  и  $x/C = 1$  на этом рисунке отвечают передней и задней кромке профиля соответственно).

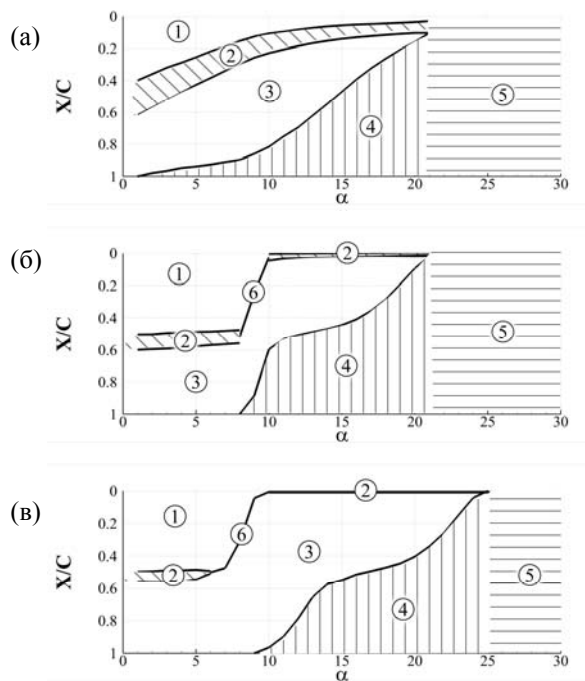


Рис. 2. Карты областей пограничного слоя на стороне разрежения профилей в зависимости от угла атаки для профиля NACA 0021 при числе Рейнольдса  $2.7 \cdot 10^5$  (а) и профиля S809 при числах Рейнольдса  $3.0 \cdot 10^5$  (б) и  $2.0 \cdot 10^6$  (в): 1-область присоединенного ламинарного пограничного слоя, 2-область отрывного пузыря, 3-область присоединенного турбулентного пограничного слоя, 4-отрывная область за точкой турбулентного отрыва, 5-глобальная отрывная зона при сверхкритических углах атаки, 6- линия естественного перехода к турбулентности в присоединенном пограничном слое.

Видно, что при относительно небольших углах атаки (до  $7$ – $10$  градусов в зависимости от формы профиля и числа Рейнольдса) на передней части профилей формируется более или менее протяженный присоединенный ламинарный пограничный слой (область 1 на картах). На некотором расстоянии от передней кромки он отрывается от поверхности профиля под воздействием неблагоприятного градиента давления, после чего в оторвавшемся слое смешения происходит переход к турбулентности. Это, в свою очередь, приводит к его присоединению к поверхности профиля, то есть к формированию локальной зоны отрыва (так называемого «отрывного пузыря» - область 2 на рисунке), длина которой зависит от формы профиля и числа Рейнольдса. Далее вниз по потоку на поверхности профиля развивается турбулентный пограничный слой (область 3). В зависимости от формы профиля он

либо остается присоединенным вплоть до задней кромки (такой режим наблюдается при небольших углах атаки для профиля S809), либо отрываться от поверхности на некотором расстоянии вверх по потоку от задней кромки с формированием второй отрывной зоны (область 4 на рисунках), как это имеет место для профиля NACA 0021. Для этого профиля описанный характер обтекания наблюдается при углах атаки вплоть до критического, при котором отрыв потока происходит непосредственно от передней кромки с формированием обширной отрывной зоны 5. В отличие от NACA0021, для профиля S809 имеется промежуточный диапазон углов атаки, в котором отрывной пузырь не успевает сформироваться, так как до этого происходит естественный переход к турбулентности в присоединенном ламинарном пограничном слое (линия 6 на рисунках). С ростом угла атаки положение точки перехода смещается вверх по потоку и, при достижении им критического значения, отрыв происходит непосредственно от передней кромки. При этом глобальный отрыв может сочетаться с формированием очень короткой локальной зоны отрыва у передней кромки (рис. 2в).

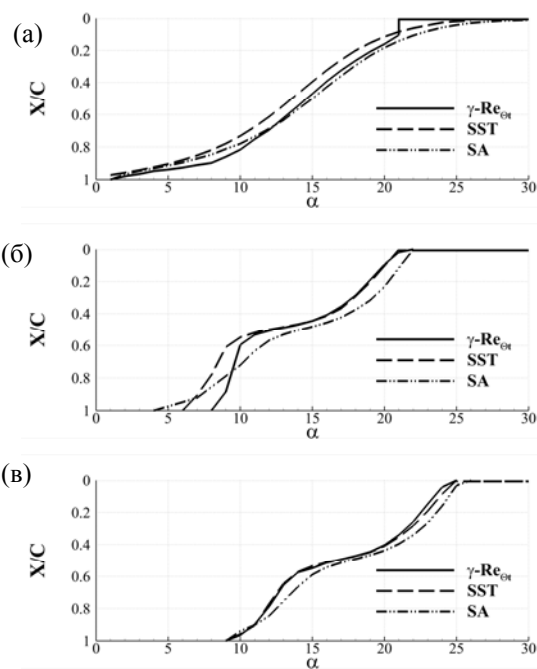


Рис. 3. Зависимости положения точки отрыва от угла атаки, полученные с помощью моделей SA, SST и  $\gamma$ - $Re_{0t}$  SST: (а) - профиль NACA 0021 при  $Re = 2.7 \cdot 10^5$ , (б) и (в) - профиль S809 при  $Re = 3.0 \cdot 10^5$  и  $2.0 \cdot 10^6$ .

Таким образом, согласно модели  $\gamma$ - $Re_{0t}$  SST картина обтекания рассматриваемых профилей является весьма сложной, что согласуется с известными представлениями, базирующимися на анализе экспериментальных данных. Важные особенности этой картины, связанные с ламинарным отрывом и образованием отрывных пузырей, естественно не учитываются в рамках SA и SST моделей, опирающихся на предположение о турбулентном режиме обтекания профилей, при котором отрыв потока, если он имеет место, автоматически является турбулент-

ным.

Сравнение положений точек турбулентного отрыва, предсказываемых всеми тремя моделями при различных углах атаки, представлено на рис. 3. Видно, что они довольно сильно отличаются друг от друга, причем степень различий увеличивается с уменьшением числа Рейнольдса. Еще более значительным оказывается разброс зависимостей коэффициента подъемной силы  $C_L$  от угла атаки  $\alpha$ , рассчитанных с использованием различных моделей (см. рис. 4). При этом, хотя модель  $\gamma$ - $Re_{0t}$  SST в целом позволяет достичь лучшего согласия расчета с экспериментом, чем две другие модели, даже она не обеспечивает необходимой точности расчета  $C_L$ . Она, в частности, как и SA и SST модели, завышает критический угол атаки (угол, при котором происходит отрыв потока от передней кромки профиля), который является одним из наиболее важных с практической точки зрения параметров рассматриваемых течений.

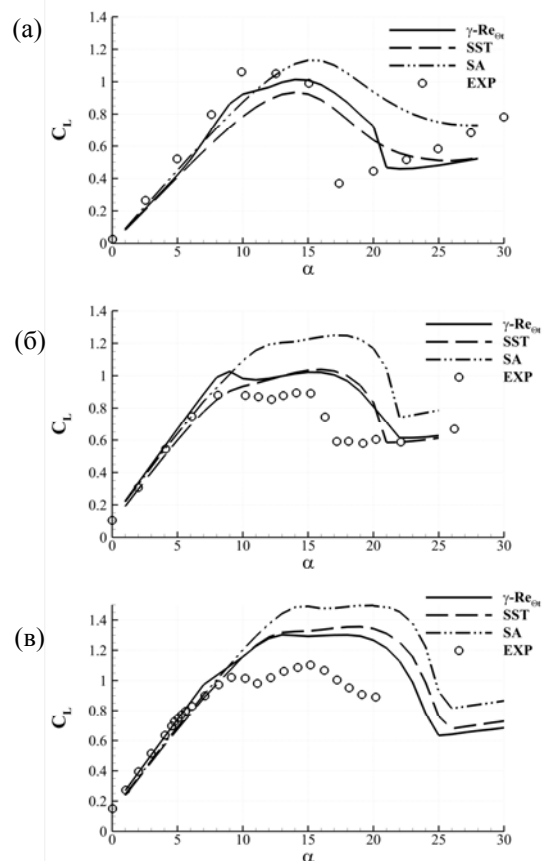


Рис.4. Сравнение расчетных зависимостей коэффициента подъемной силы профилей от угла атаки с экспериментальными данными. (а) - NACA 0021 при  $Re = 2.7 \cdot 10^5$ , (б) - S809 при  $Re = 3.0 \cdot 10^5$ , (в) - S809 при  $Re = 2.0 \cdot 10^6$

Одной из возможных причин данного недостатка модели  $\gamma$ - $Re_{0t}$  SST при расчете рассматриваемых в настоящей работе аэродинамических течений с низким уровнем турбулентности в набегающем потоке является то, что эмпирическая константа  $C_{S1} = 2$ , входящая в эмпирическую функцию  $\gamma_{sep}$  в уравнении переноса кинетической энергии турбулентности модели и контролирующая длину отрыв-

ного пузыря [12], была подобрана на основе экспериментальных данных по обтеканию турбинных лопаток низкого давления, для которых характерны высокие уровни турбулентности в набегающем потоке.

Для оценки чувствительности результатов расчетов к величине этой константы для профиля NASA 0021 была проведена серия расчетов, в которой константа  $C_{S1}$  варьировалась от 0 (это соответствует модели без поправки на ламинарный отрыв) до 2. Результаты этой серии показали (см. рис. 5), что наилучшее согласование расчета с экспериментом по критическому углу атаки достигается при  $C_{S1} = 0.5$ .

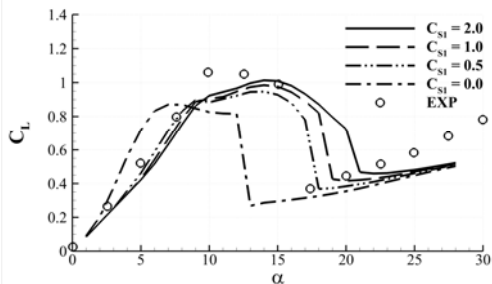


Рис. 5. Влияние константы  $C_{S1}$   $\gamma$ - $Re_{\text{от}}$  SST модели на зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки для профиля NASA 0021

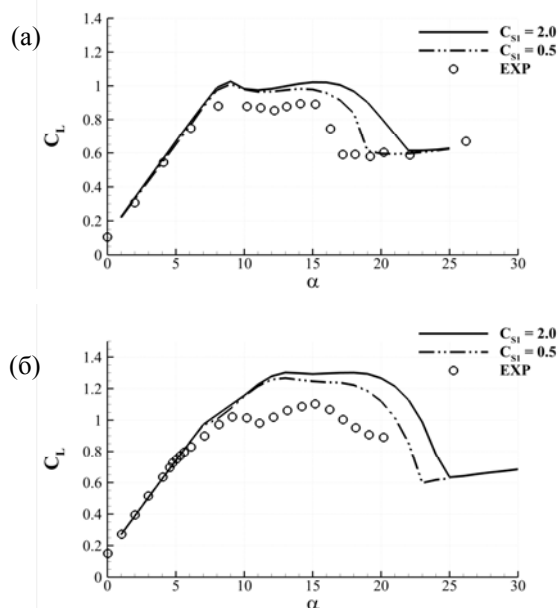


Рис. 6. Зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки для профиля S809 при  $Re=3.0 \cdot 10^5$  (а) и  $Re=2.0 \cdot 10^6$  (б), рассчитанная с помощью  $\gamma$ - $Re_{\text{от}}$  SST модели при двух значениях константы  $C_{S1}$

Сравнение представленных на рис. 6 зависимостей коэффициента подъемной силы от угла атаки для профиля S809 при стандартном ( $C_{S1} = 2$ ) и оптимизированном ( $C_{S1} = 0.5$ ) значениях константы свидетельствует о том, что использование данного значения константы для этого профиля также существенно улучшает согласование результатов расчетов с экспериментом по критическому углу атаки,

причем это улучшение наблюдается как при низком, так и при высоком числах Рейнольдса. Таким образом, полученные результаты позволяют рекомендовать значение  $C_{S1} = 0.5$  при проведении аэродинамических расчетов обтекания тел потоком с низким уровнем турбулентности

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный анализ точности моделей SA и SST в сочетании с предположением о полностью турбулентном режиме течения и модели  $\gamma$ - $Re_{\text{от}}$  SST, описывающей ламинарно-турбулентный переход, применительно к расчету характеристик аэродинамических профилей при низком уровне внешней турбулентности. Он свидетельствует о важности учета деталей процесса перехода при расчете течений данного класса и о заметных преимуществах  $\gamma$ - $Re_{\text{от}}$  SST модели перед моделями, не описывающими режимы течения с отрывом ламинарного пограничного слоя и формированием локальных отрывных пузырей. Показано, что за счет перекалибровки одной из эмпирических констант модели, отвечающей за переход к турбулентности в оторвавшемся ламинарном слое смешения, удается заметно повысить ее точность и обеспечить предсказание критического угла атаки с погрешностью 1-2°.

#### 5. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Drela, M. and Giles, M. B.**, Viscous-Inviscid Analysis of Transonic and Low-Reynolds Number Airfoils, AIAA Journal, Vol. 25, No. 10, 1987, pp. 1347-1355.
2. **Лойцянский Л. Г.** Механика жидкости и газа. 6-е изд. (М.: Наука, 1987)
3. **Coder J and Maughmer M.** A CFD-Compatible Transition Model Using an Amplification Factor Transport Equation. 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. January
4. **Langtry R.B. and Menter. F.R.** "Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes", AIAA Journal, Vol. 47, No. 12 (2009), pp. 2894-2906.
5. **Menter, F. R., Kuntz, M., & Langtry, R.B.** Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. 2003
6. **Swalwell, K.E.** The effect of turbulence on stall of horizontal axis wind turbines, Monash University. 2005
7. **Musial, W. P.** Combined Experiment Phase I Final Report. 1992
8. **D. M. Somers.** Design and Experimental Results for the S809 Airfoil. NREL SR-440-6918. 1997
9. **Spalart, P.R., Allmaras, S.R.** A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. AIAA Paper, 92-043
10. **Menter. F. R.,** Zonal Two Equation k-omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows, AIAA Paper 93-2906, July 1993
11. **Mathur S.R., Murthy J.Y.** A pressure-based method for unstructured meshes. Numerical Heat Transfer. 1997. Vol. 32. P. 195-215
12. **Langtry, R. B.** A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables for Unstructured Parallelized CFD Codes, Ph. D. dissertation, University Stuttgart, Stuttgart, Germany. 2006