

УДК 533.69.01

## **Численное исследование перехода от ламинарного режима течения к турбулентному при обтекании крылового профиля SD7003 с учетом влияния близлежащей поверхности**

Эб. Кадивар<sup>1</sup>, Эр. Кадивар<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Университет Дуйсбург-Эссен, Дуйсбург, Германия*

<sup>2</sup>*Университет техники Шираз, Шираз, Иран*

E-mail: ebrahim.kadivar@uni-due.de

Представлено численное исследование перехода от ламинарного режима течения к турбулентному при обтекании симметричного крылового профиля свободным потоком и вблизи земной поверхности при низком числе Рейнольдса и различных углах атаки. Используется SST-модель турбулентности для моделирования турбулентного течения. Численно смоделировано обтекание симметричного крылового профиля SD7003. Представленный численный метод улавливает различные аспекты течения, такие как неблагоприятный градиент давления, ламинарный отрывной пузырь и переход от ламинарного режима течения к турбулентному. Результаты численных расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** переход от ламинарного режима течения к турбулентному, ламинарные отрывные пузыри, низкое число Рейнольдса, влияние стенки на аэродинамику крыла.

### **Введение**

Обтекание крылового профиля при низких числах Рейнольдса имеет важные приложения при проектировании модельных самолетов [1, 2] и малоразмерных летательных аппаратов [3]. Обтекание крылового профиля или крыла вблизи поверхности земли существенно изменяется. Вследствие влияния земли разделяющая линия тока и точка торможения в общем случае сдвигаются вниз по потоку при положительных углах атаки. Это приводит к тому, что скорость падает и давление под крыловым профилем увеличивается. Последнее способствует образованию зоны высокого давления под крыловым профилем, что создает воздушную подушку. Отрыв ламинарного пограничного слоя впервые изучался в работе [4] на гладкой плоской пластине. В работах [5, 6] экспериментально исследовалось поведение ламинарных отрывных пузырей на крыловом профиле в течении несжимаемого газа. Ряд исследований с учетом близлежащей поверхности был выполнен в работах [7, 8] для одноэлементного и двухэлементного крыловых профилей. Авторы публикации [9] экспериментально исследовали аэродинамические характеристики одноэлементного крыла вблизи поверхности в модельных тестах. Их результаты показали, что при обтекании крыла возникают различные режимы силового воздействия на крыло в зависимости от высоты крыла над поверхностью.

Характеристики обтекания крыльев и несущих поверхностей, исследовались экспериментально и численно в работах [10–13]. Характеристики обтекания крылового профиля NASA4415 при различных углах атаки вблизи земной поверхности изучались экспериментально в работе [14]. Результаты показали, что наблюдается сильный эффект отсоса потока на нижней стороне профиля при малых расстояниях до поверхности при углах атаки ниже  $2,5^\circ$ . В публикации [15] были представлены экспериментальное и численное исследования характеристик течения при обтекании симметричного крылового профиля NASA0015 в низкоскоростной аэродинамической трубе. Авторы работы [16] изучали экспериментально аэродинамические характеристики профиля NASA6409 вблизи стенки в аэродинамической трубе. Они определяли силы сопротивления и центр давления как функции различных основных аэродинамических параметров, включая зазор между профилем и стенкой. Результаты показали, что отношение подъемной силы к сопротивлению увеличивается при малом зазоре, а центр давления сдвигается к передней кромке профиля [16].

Существует несколько теоретических и численных методов для расчета отрыва потока и перехода от ламинарного к турбулентному течению, которые пригодны для малых отрывных пузырей. Эффекты вязкости в условиях близости стенки с различными граничными условиями исследовалось численно в работах [17, 18]. Полученные результаты показали, что вследствие изменения неблагоприятного градиента давления вдоль размаха крыла развитие отрывного пузыря неоднородно в трансверсальном потоку направлении. Было обнаружено небольшое различие в случаях движущейся и симметричной поверхностей. Представленные результаты показали, что неподвижная поверхность растягивает пограничный слой и притягивает жидкость, препятствуя быстрому течению. В работе [19] численно моделировалось обтекание двумерного крылового профиля Clark-Y с учетом влияния движущейся и неподвижной стенок. Авторы работы [20] исследовали обтекание свободным потоком крылового профиля NASA4412 при числе Рейнольдса, равном 50000, при различных углах атаки с использованием метода измерения скорости по изображениям частиц (PIV). Результаты показали, что отрыв и повторное присоединение с увеличением угла атаки потока перемещаются к передней кромке. В рассматриваемом случае могут встречаться два режима течений с низкими числами Рейнольдса. Авторы [20] нашли, что первый режим имеет место при более низких числах Рейнольдса, при нем наблюдается крупномасштабный отрыв. Второй режим имеет место в относительно более высоком диапазоне чисел Рейнольдса, он соответствует условиям, при которых отрывное течение может примыкать к поверхности крылового профиля, и затем формируются отрывные пузыри. Автор работы [21] экспериментально изучал образование ламинарного отрывного пузыря при обтекании крыловых профилей NASA0025 в свободном потоке. Он исследовал формирование отрывного пузыря и полный отрыв потока. В работе [22] исследовалось влияние близкорасположенной поверхности на аэродинамику различных крыловых профилей при очень малых числах Рейнольдса в случае, когда обтекание предполагалось стационарным.

Одним из наиболее популярных подходов к численному моделированию перехода от ламинарного режима течения к турбулентному при обтекании крыловых профилей является использование сочетания осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS) с моделью перехода к турбулентности. В отличие от предыдущих численных исследований настоящая работа посвящена изучению обтекания крылового профиля вблизи стенки и ее влияния на положение перехода от ламинарного течения к турбулентному и возможности образования ламинарных отрывных пузырей. Результаты и метод численного решения, предлагаемые в данном исследовании, могут представлять интерес для дальнейших численных исследований. Таким образом, работа посвящена изучению перехода от ламинарного течения к турбулентному при обтекании симметричного крылового профиля (SD7003) при низком числе Рейнольдса в свободном течении и вблизи земной поверхности. Представленный численный метод основан на методе

конечного объема, который применяется для решения нестационарных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу. Модель турбулентности SST используется для расчета перехода. Для уравнений переноса и переменных турбулентности применяется дискретизация второго порядка точности. Градиент вычисляется методом наименьших квадратов, а давление рассчитывается по скорости с помощью алгоритма SIMPLEX. Полученные здесь численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

### 1. Модель турбулентности

Для моделирования турбулентного течения необходимо использовать модели, основанные на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье–Стокса. Авторы работ [23, 24] предложили для этой цели модель турбулентного переноса касательного напряжения (SST), которая представляет собой модель вихревой вязкости, определенную как комбинацию  $k$ - $\omega$  модели вблизи пограничного слоя и  $k$ - $\varepsilon$  модели вдали от него. Функция перемешивания обеспечивает гладкий переход между этими моделями. SST-модель можно рассматривать как развитие модели  $k$ - $\omega$ , которая была добавлена к двум другим уравнениям, основанным на толщине пограничного слоя и числе Рейнольдса. Два дифференциальных уравнения с частными производными для кинетической энергии турбулентности  $k$  и частоты турбулентности  $\omega$  имеют следующий вид [23, 24]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \hat{P}_k - \hat{D}_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \alpha P_k / \nu_t - D_\omega + Cd_\omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right], \quad (2)$$

где  $\sigma_k$  и  $\sigma_\omega$  — коэффициенты модели турбулентности,  $\mu$  — динамическая вязкость,  $\rho$  — плотность. Выражения для  $\hat{P}_k$  и  $\hat{D}_k$  записываются как  $\hat{P}_k = \gamma_{\text{eff}} P_k$ ,  $\hat{D}_k = \min(\max(\gamma_{\text{eff}}, 0, 1), 1, 0) D_k$ , где  $P_k$  — исходное производство,  $D_k$  и  $D_\omega$  — исходные члены диссипации из уравнения для кинетической энергии турбулентности. Член  $Cd_\omega$  возникает при преобразовании уравнения для  $\varepsilon$  в уравнение для  $\omega$ . Коэффициенты SST-модели получаются путем комбинирования значения коэффициентов стандартной  $k$ - $\omega$  модели (в пристеночной области) с коэффициентами  $k$ - $\varepsilon$  модели с использованием функции перемешивания. Модифицированные функции перемешивания определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} R_y &= \rho y \sqrt{k} / \mu, \\ F_3 &= e^{-\left(R_y / 120\right)^8}, \\ F_1 &= \max\left(F_{1\text{orig}}, F_3\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Транспортными величинами модели перехода являются перемежаемость  $\gamma$  и число Рейнольдса по толщине потери импульса при переходе  $\text{Re}_{\theta_l}$ . Функция перемежаемости  $\gamma$  применяется для того, чтобы задавать участки ламинарного течения и инициировать процесс перехода путем управления членом производства кинетической энергии турбулентности. Уравнение переноса для перемежаемости  $\gamma$  имеет вид

$$\frac{\partial(\rho \gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \gamma)}{\partial x_j} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right]. \quad (4)$$

Источник перехода  $P_\gamma$  и источники члены разрушения/реламинаризации  $E_\gamma$  определяются соответственно по формулам

$$P_\gamma = F_{\text{length}} c_{a1} \rho S [\gamma F_{\text{onset}}]^{0,5} (1 - c_{e1} \gamma), \quad (5)$$

$$E_\gamma = c_{a2} \rho \Gamma \gamma F_{\text{turb}} (c_{e2} \gamma - 1), \quad (6)$$

здесь  $S$  — величина скорости деформации,  $\Gamma$  — величина завихренности,  $F_{\text{length}}$  — эмпирическое соотношение, определяющее длину переходной области,  $F_{\text{onset}}$  задает положение перехода. Функции  $F_{\text{length}}$  и  $F_{\text{onset}}$  являются безразмерными, они используются для управления перемежаемостью в пограничном слое. Константы модели SST имеют следующие значения:  $c_{a1} = 2$ ,  $c_{a2} = 0,06$ ,  $c_{e1} = 1$ ,  $c_{e2} = 50$ .

Второе уравнение для числа Рейнольдса по толщине потери импульса при переходе  $Re_{\theta_t}$  (локального числа Рейнольдса перехода) имеет вид

$$\frac{\partial(\rho Re_{\theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j Re_{\theta_t})}{\partial x_j} = P_{\theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \sigma_{\theta_t} (\mu + \mu_t) \frac{\partial Re_{\theta_t}}{\partial x_j} \right]. \quad (7)$$

Более подробное описание модели и ее параметров приведено в работах [23, 25]. Уравнения (5)–(7) комбинируются с уравнениями (1), (2) SST-модели турбулентности и вместе образуют совместную систему уравнений в частных производных для нахождения скоростей, давлений, кинетической энергии турбулентности, турбулентной диссипации и, наконец, локального состояния перехода, определяемого величинами  $\gamma$  и  $Re_{\theta_t}$ .

## 2. Численный метод

В настоящей работе двумерные RANS-уравнения решаются с применением SST-модели турбулентности. Используется дискретизация второго порядка точности для уравнений неразрывности, количества движения и переменных турбулентности. Градиент вычисляется с помощью метода наименьших квадратов. Вычисление давления по полю скоростей осуществляется с помощью алгоритма SIMPLEC.

Для выбора подходящей сетки было исследовано несколько вариантов с различным числом ячеек. Решение зависит от точности разрешения пограничного слоя вблизи поверхности тела, поэтому в целях точного предсказания перехода построение сетки и расчетная область разбиваются на две части: первая предназначена для проведения расчетов в пограничном слое, вторая — для внешнего потока. Таким способом обеспечивается необходимая точность в областях, где газообразная среда подвергается воздействию больших градиентов. Чтобы получить приемлемую сетку вблизи границы, имитирующей земную поверхность, генерируются двумерные сетки из треугольных ячеек. Положение перехода сдвигается вверх по потоку с увеличением  $y^+$ . Поэтому сетка задается так, чтобы  $y^+$  было меньше, чем единица.

Численные исследования обтекания крылового профиля проводились с использованием коммерческого пакета программ FLUENT и программы XFOIL, созданной автором работы [26]. Система проектирования крыловых профилей XFOIL является бесплатным программным обеспечением, это мощный и полезный инструмент для проектирования докритических крыловых профилей, и он особенно хорошо применим к крыловым профилям, предназначенным для диапазона низких чисел Рейнольдса. При низких числах Рейнольдса имеет место сильная нелинейная связь между вязкими, переходными и невязкими эффектами, что крайне усложняет анализ обтекания крылового

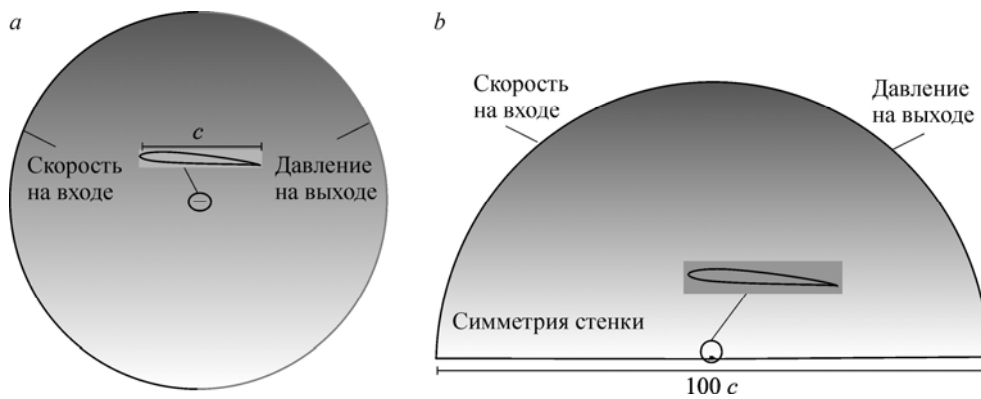


Рис. 1. Вид расчетной области для моделирования течения в свободном потоке (а) и в присутствии стенки (б).

профиля. С помощью программы XFOIL можно рассчитывать вязкое обтекание крыловых профилей с малыми отрывными пузырями. В ней используются уравнения вязкого газа для вычисления коэффициентов подъемной силы и сопротивления крылового профиля с учетом его формы.

Расчетные области вокруг крылового профиля, находящегося в свободном потоке и вблизи поверхности, наряду с граничными условиями проиллюстрированы на рис. 1. Размер расчетной области составлял  $100c$ , где  $c$  — длина хорды крылового профиля. Независимость решения от сетки была достигнута путем сравнения результатов, полученных на сетках различной плотности при числе Рейнольдса 66000 и угле атаки  $4^\circ$ , а также было выполнено сравнение с экспериментальными данными для крылового профиля SD7003, полученными в различных аэродинамических трубах при одинаковых условиях [27] и в водном канале Технического университета г. Брауншвейг (WUB) в свободном течении. Исследовалось влияние трех различных сеток на переход от ламинарного режима течения к турбулентному. Сетки А–С имели соответственно 80000, 200000 и 280000 ячеек; переход от ламинарного режима к турбулентному происходил соответственно при  $0,39c$ ,  $0,41c$  и  $0,42c$ . Было найдено, что 200000 ячеек достаточно для надежного результата расчета, который заметно не изменяется при дальнейшем увеличении плотности сетки. Применение подходящего граничного условия на близкорасположенной стенке оказывает заметное влияние на аэродинамические характеристики крылового профиля. В настоящей работе земная поверхность ассоциируется с симметричной стенкой, так как имеющиеся результаты по применению такого же граничного условия показывают, что оно более приемлемо, чем условие прилипания [17, 19, 28]. В настоящем исследовании изучается влияние близости поверхности на распределение интенсивности турбулентности, на положение точки ламинарно-турбулентного перехода и формирование ламинарных отрывных пузырей в течениях с низким числом Рейнольдса. Полученные результаты расчетов для свободного течения верифицируются эмпирическими результатами при низком числе Рейнольдса.

### 3. Результаты и их обсуждение

В предыдущих исследованиях основное внимание было сосредоточено на изменении аэродинамических коэффициентов тел, обтекаемых потоком. Главная цель настоящего исследования заключалась в изучении влияния стенки на поведение пограничного слоя, возникновение отрывного пузыря и перехода от ламинарного режима течения к турбулентному. Полученные результаты включают в себя распределения интенсивности

турбулентности и коэффициента трения на крыловом профиле. Вследствие нестационарности течения при низком числе Рейнольдса необходимо моделировать его неустойчивое состояние, в котором происходит образование и исчезновение отрывных пузырей. Моделирование неблагоприятного градиента давления и возникновение отрывного пузыря можно отнести к отличительным характеристикам течения с низким числом Рейнольдса. Учет этих особенностей течения при низких числах Рейнольдса приводит к усложнению численного исследования по сравнению с течением при высоком числе Рейнольдса. Переход пограничного слоя непосредственно влияет на распределение трения и косвенно влияет на отрыв и/или повторное присоединение. О наличии ламинарно-турбулентного перехода свидетельствует сильный рост коэффициентов трения. Рост пристеночного касательного напряжения или сильное увеличение коэффициента трения указывают на ламинарно-турбулентный переход. Точкам отрыва и повторного присоединения соответствует нулевой коэффициент трения. Ламинарно-турбулентному переходу способствует возрастание интенсивности турбулентности набегающего потока. Увеличенная интенсивность турбулентности также ведет к более высоким пикам давления и скорости. Более сильный неблагоприятный градиент давления ускоряет переход.

В представленных здесь численных расчетах использовалось фиксированное число  $Re = 66000$ , которое является типичным для течений с низкими числами Рейнольдса. На рис. 2 представлены распределения коэффициента трения и интенсивности турбулентности у поверхности крылового профиля, расположенного на расстоянии  $h/c = 0,1$  от стенки при угле атаки  $8^\circ$ . Согласно рис. 2, обрыв потока не сопровождается его присоединением к поверхности профиля и формируется крупномасштабная форма отрыва. Сильное увеличение коэффициента трения указывает на область перехода от ламинарного пограничного слоя к турбулентному.

Для сравнения с результатами экспериментов в проведенном численном моделировании рассматривались два умеренных угла атаки:  $4^\circ$  и  $8^\circ$ . Экспериментальные данные, полученные с использованием PIV-метода в водном канале Технического университета Брауншвейга (WUB) и представленные в табл. 1, показывают, что в свободном течении при угле атаки  $8^\circ$  ламинарный отрывной пузырь зараждается в сечении  $x/c = 0,078$  [29]. В этом экспериментальном исследовании интенсивность турбулентности равнялась  $0,28\%$ .

При угле атаки  $8^\circ$  переход течения от ламинарного режима к турбулентному в свободном потоке происходит около  $x/c = 0,147$ . Однако при учете влияния стенки численный

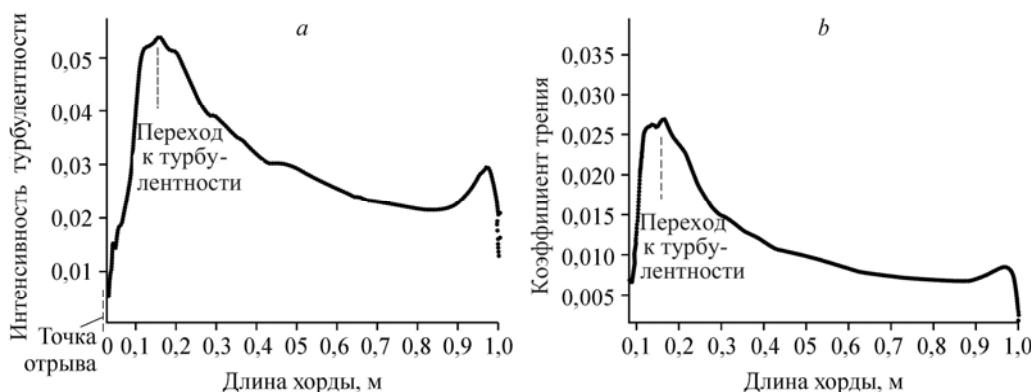


Рис. 2. Распределение интенсивности турбулентности течения (a) и коэффициента трения (b) при учете влияния земли и угле атаки, равном  $8^\circ$ .

Таблица 1

## Вычисленные характеристики ламинарного отрывного пузыря на крыловом профиле SD7003 в невозмущенном потоке

Данные	Турбулентность невозмущенного потока	Re	$\alpha$	Точка отрыва $x_s/c$	Отрыв $x_t/c$
Расчет по программе XFOIL	0,070 ( $N=9$ )	66000	8°	0,018	0,166
Расчет по программе XFOIL	0,070 ( $N=9$ )	66000	4°	0,21	0,550
Численные данные настоящей работы	0,28	66000	4°	0,31	0,41
WUB (экспериментальные данные)	0,28	66000	8°	0,078	0,147
WUB (экспериментальные данные)	0,28	66000	4°	0,35	0,45

$x_t$  — длина области перехода от ламинарного режима течения к турбулентному.

Таблица 2

## Вычисленные характеристики ламинарного отрывного пузыря на крыловом профиле SD7003 с учетом влияния стенки

Данные	Турбулентность невозмущенного потока	Re	$\alpha$	Точка отрыва $x_s/c$	Отрыв $x_t/c$
Модель перехода SST	0,28	66000	8°	Полный отрыв	0,138
Модель перехода SST	0,28	66000	4°	0,183	0,327

результат настоящей работы указывает на то, что формируется полный отрыв и переход от ламинарного режима к турбулентному находится вблизи  $x/c = 0,138$  для угла атаки 8°.

При сравнении табл. 1 и 2, которые содержат информацию о ламинарных отрывных пузырях в невозмущенном потоке и с учетом влияния стенки, видно, что при увеличении угла атаки длина отрывной зоны уменьшается и сдвигается в направлении передней кромки. Исследование влияния близкорасположенной поверхности показывает, что при заданном угле атаки увеличивается коэффициент подъемной силы. В связи с этим необходимо отметить, что влияние стенки при больших углах атаки приводит к формированию более протяженной отрывной зоны, чем в случае свободного течения. На рис. 3 видно, что в свободном течении при угле атаки 4° длинный пузырь вблизи задней кромки становится короче и приближается к передней кромке с увеличением угла атаки до 8°.

Численные результаты настоящего исследования показывают, что начальная точка флуктуаций, наблюдаемых в распределении давления на верхней поверхности крылового профиля, который подвергается воздействию стенки, располагается ближе к передней

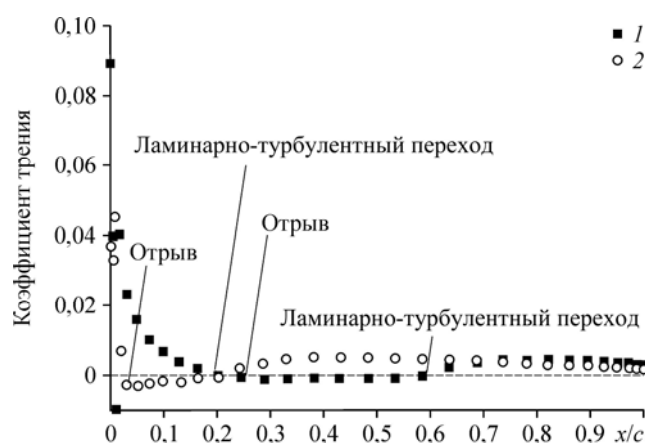


Рис. 3. Распределение коэффициента трения в свободном течении при углах атаки 4° (1) и 8° (2).

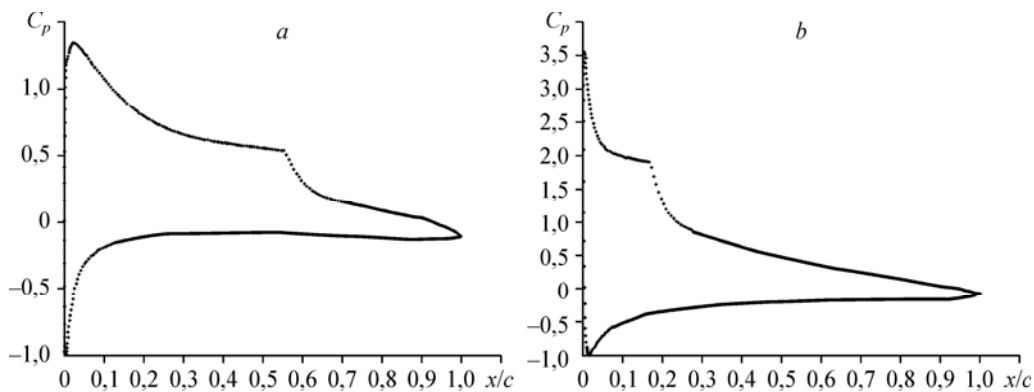


Рис. 4: Распределение коэффициента давления на поверхности крылового профиля при углах атаки  $4^\circ$  (a) и  $8^\circ$  (b).

a —  $Re = 66000$ ,  $C_L = 0,6216$ ,  $C_D = 0,01860$ ,  $L/D = 33,43$ ; b —  $Re = 66000$ ,  $C_L = 0,9797$ ,  $C_D = 0,03876$ ,  $L/D = 25,28$ .

кромке, чем в случае свободного течения. Численные результаты, полученные для коэффициента подъемной силы, показывают, что наличие отрывных пузырей вблизи задней кромки снижает коэффициент подъемной силы.

В соответствии с табл. 1 и рис. 4 переход от ламинарного течения к турбулентному приближается к передней кромке с увеличением интенсивности турбулентности свободного течения при заданном угле атаки. С учетом этого результаты численных расчетов, полученные с помощью программы XFOIL, представлены для угла атаки  $4^\circ$  при интенсивности турбулентности 0,070 %. Очевидно, что переход от ламинарного течения к турбулентному происходит вблизи сечения  $x/c = 0,55$ , что хорошо согласуется с экспериментальными данными, которые были получены в WUB вблизи задней кромки крылового профиля [29]. На рис. 4 проиллюстрирован результат расчета коэффициента давления на поверхности крылового профиля с использованием программы XFOIL для двух заданных углов атаки.

Экспериментальные результаты, полученные в WUB при угле атаки  $4^\circ$ , показывают, что переход от ламинарного режима к турбулентному происходит вблизи сечения  $x/c = 0,45$ , т.е. ближе к передней кромке крылового профиля. В соответствии с рис. 3 при угле атаки  $4^\circ$  происходит отрыв потока от поверхности крылового профиля возникает вблизи сечения  $x/c = 0,21$ , а в окрестности  $x/c = 0,55$  наряду с флуктуациями распределения давления заметно растут значения коэффициента трения и происходит переход от ламинарного режима течения к турбулентному. Следовательно, ламинарный отрывной пузырь в свободном течении расположен в интервале  $0,21 < x/c < 0,55$ . В работах [14, 22] ламинарно-турбулентный переход определялся по положению максимума пульсаций скорости. Рисунок 2 демонстрирует, что ламинарно-турбулентному переходу в течении с учетом влияния близости земли при угле атаки  $8^\circ$  соответствует сечение  $x/c = 0,138$ , в то время как в свободном течении переход от ламинарного режима к турбулентному происходит при  $x/c = 0,147$  (см. рис. 4b).

### Заключение

В настоящей работе проведено численное исследование влияния близости земной поверхности на ламинарный отрыв и положение ламинарно-турбулентного перехода в течении около крылового профиля SD7003 при низком числе Рейнольдса. При заданном угле атаки наблюдалось формирование ламинарного отрывного пузыря вблизи передней кромки крылового профиля. В этих условиях переход ламинарного течения



к турбулентному происходит при меньшем значении  $x/c$  по сравнению с обтеканием профиля свободным потоком. Следует отметить, что ограничение потока между земной поверхностью и крыловым профилем увеличивает давление на нижней поверхности крылового профиля, что, соответственно, ведет к возрастанию подъемной силы. Сравнение коэффициентов сопротивления показывает, что положение и длина отрывного пузыря оказывают заметное влияние на коэффициент сопротивления трения. При увеличении угла атаки от  $4^\circ$  до  $8^\circ$  отрывной пузырь, возникающий при обтекании профиля свободным потоком, сдвигается к передней кромке, а его длина уменьшается. При учете влияния близкорасположенной поверхности происходит крупномасштабный отрыв потока от крылового профиля при угле атаки  $8^\circ$ . В этом случае коэффициент сопротивления заметно увеличивается.

Получено, что различие между положением начала ламинарно-турбулентного перехода для угла атаки  $4^\circ$  с учетом влияния поверхности и в свободном потоке составляет около 20 %. Положение начала перехода от ламинарного режима течения к турбулентному при угле атаки  $8^\circ$  с учетом влияния поверхности находится в точке  $x/c = 0,138$ , что на 57 % ближе к передней кромке крылового профиля по сравнению с началом перехода от ламинарного режима течения к турбулентному при угле атаки  $4^\circ$  с учетом влияния поверхности. Также обнаружено, что различие между положением точки отрыва для угла атаки  $4^\circ$  с учетом влияния поверхности и для случая свободного течения составляет около 40 %. Положение точки отрыва для угла атаки  $8^\circ$  с учетом влияния поверхности находится на передней кромке крылового профиля, что означает полный отрыв потока. Положение точки отрыва для угла атаки  $4^\circ$  с учетом влияния земной поверхности находится в точке  $x/c = 0,183$ .

Таким образом, в случае высокого угла атаки вблизи земной поверхности условия течения заметно изменяются, и ламинарно-турбулентный переход происходит раньше, чем в случае свободного течения.

В настоящей работе не рассматривался вопрос о влиянии зазора между крыловым профилем и земной поверхностью при различных скоростях потока. Учет различных аспектов, таких как расстояние до земли и пассивное управление течением при различных скоростях полета, планируется в качестве предмета дальнейшего изучения.

### Обозначения

$C_f$ — коэффициент трения,	$\alpha$ — угол атаки,
$c$ — длина хорды крылового профиля,	$t$ — время,
$k$ — кинетическая энергия турбулентности,	$\tau_w$ — касательное напряжение на стенке,
$u, v$ — скорость,	$y^+$ — безразмерное расстояние до стенки,
$U$ — скорость набегающего потока,	$P_k$ — производство кинетической энергии турбулентности,
$x, y$ — декартовы координаты,	$D_k$ — диссипация кинетической энергии турбулентности,
$\rho$ — плотность,	SST — перенос касательного напряжения,
$\mu$ — динамическая вязкость,	LSB — ламинарный отрывной пузырь,
$\nu$ — кинематическая вязкость,	RANS — осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса,
$\omega$ — удельная скорость диссипации,	$C_D$ — коэффициент сопротивления,
$Tu$ — интенсивность турбулентности,	$C_L$ — коэффициент подъемной силы,
$T$ — температура,	$C_p$ — коэффициент давления.
$Re$ — число Рейнольдса,	
$\gamma$ — перемежаемость,	
$L/D$ — отношение коэффициента подъемной силы к коэффициенту сопротивления,	

### Список литературы

1. **Lissaman P.** Low-Reynolds-number airfoils // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1983. Vol. 15. P. 223–239.
2. **Carmichael B.H.** Low Reynolds number airfoil survey // *NASA CR-165803.* 1981. Vol. 1. 106 p.
3. **Gad-el-Hak M.** Micro-air-vehicles: can they be controlled better? // *J. Aircraft.* 2001. Vol. 38, No. 3. P. 419–429.
4. **Doenhoff A.E.V.** A preliminary investigation of boundary layer transition along a flat plate with adverse pressure gradient // *NACA TR-TN 639.* 1938. 24 p.
5. **Ward J.W.** The behaviour and effects of laminar separation bubbles on aerofoils in incompressible flow // *J. Roy. Aeronaut. Soc.* 1963. Vol. 67, No. 636. P. 783–790.
6. **O'Meara M.M., Mueller T.J.** Laminar separation bubble characteristics on an airfoil at low Reynolds numbers // *AIAA J.* 1987. Vol. 25, No. 8. P. 1033–1041.
7. **Ranzenbach R., Barlow J.** Cambered aerofoil in ground effect: wind-tunnel and road conditions // *AIAA J.* 1995. P. 951–909.
8. **Ranzenbach R., Barlow J.** Cambered aerofoil in ground effect-an experimental and computational study // *Soc. Automotive Engineers.* 1996. SAE paper 960909.
9. **Zerihan J., Zhang X.** Aerodynamics of a single element wing in ground effect // *J. Aircraft.* 2000. Vol. 37, No. 6. P. 1058–1064.
10. **Ailor A.W., Eberle W.R.** Configuration effects on the lift of a body in close ground proximity // *J. Aircraft.* 1976. Vol. 13, No. 8. P. 584–589.
11. **Chawla M.D., Edwards L.C., Frande M.E.** Wind-tunnel investigation of wing-in-ground effects // *J. Aircraft.* 1990. Vol. 27, No. 4. P. 289–293.
12. **Tomaru H., Kohama Y.** Experiments on wing in ground effect with fixed ground plate // *Proc. Second JSME-KSME Fluids Engng Conf.* 1990. P. 370–373.
13. **Hsiun C.M., Chen C.K.** Aerodynamic characteristics of a two-dimensional airfoil with ground effect // *J. Aircraft.* 1996. Vol. 33, No. 2. P. 386–392.
14. **Ahmed M.R.** Aerodynamics of a cambered airfoil in ground effect // *Inter. J. Fluid Mech. Research.* 2005. Vol. 32, No. 2. P. 158–183.
15. **Ahmed M.R., Sharma S.D.** An investigation on the aerodynamics of a symmetrical airfoil in ground effect // *Exper. Thermal Fluid Sci.* 2005. Vol. 29. P. 633–647.
16. **Jung K.H., Chun H.H., Kim H.J.** Experimental investigation of wing-in-ground effect with a NACA6409 section // *J. Mar. Sci. Technol.* 2008. Vol. 13. P. 317–327.
17. **Yang Z.G., Yang W., Jia Q.** Ground viscous effect on 2D flow of wing in ground proximity // *Engng Applications of Comput. Fluid Mech.* 2010. Vol. 4. P. 521–531.
18. **Yang W., Lin F., Yang Z.** Three-dimensional ground viscous effect on study of wing-in-ground effect // *Proc. Third Inter. Conf. on Modelling and Simulation (ICMS2010).* 2010. P. 165–168.
19. **Chun H., Chang R.** Turbulence flow simulation for wings in ground effect with two ground condition fixed and moving ground // *Intern. J. Maritime Engng.* 2003. Vol. 145. P. 51–68.
20. **Wahidi R., Lai W., Hubner J.P.** Time-averaged and time-resolved volumetric velocimetry measurements of a laminar separation bubble on an airfoil // *European J. Mech. Fluids.* 2013. Vol. 41. P. 46–59.
21. **Yarusevych S.** On vortex shedding from an airfoil in low Reynolds number flows // *J. Fluid Mech.* 2009. Vol. 632. P. 245–271.
22. **Mateescu D., Scholz O., Wang C.** Aerodynamics of airfoils at low Reynolds numbers in the proximity of the ground // *12th Pan-American Congress of Applied Mechanics, Trinidad-Spain.* 2012. P. 1–6.
23. **Menter F.R., Esch T., Kubacki S.** Transition modelling based on local variables // *5th Inter. Symp. Turbulence Modeling and Measurements, Mallorca, Spain.* 2002. P. 1–10.
24. **Menter F.R., Langtry R.B., Likki S.R., Suzen Y.B., Huang P.G., Valke S.** A correlation based transition model using local variables. Part 1. Model formulation // *ASME-GT2004-53452, ASME TURBO EXPO, Vienna, Austria.* 2004. Vol. 4. P. 57–67.
25. **Menter F.R., Langtry R.B., Valke S.** Transition modeling for general + purpose cfd codes // *Flow, Turbul. Combust.* 2004. Vol. 77. P. 277–303.
26. **Drela M.** XFOIL subsonic airfoil development system // Last updated December 23, 2013. <http://web.mit.edu/drela/Public/web/xfoil/>.
27. **Oi M.V., McAuliffe B.R., Hanff E.S., Scholz U., Kähler C.** Comparison of laminar separation bubble measurements on a low Reynolds number airfoil in three facilities // *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Toronto, Canada.* AIAA Paper. 2005. No. 2005–5149.
28. **Firooz A., Gadami M.** Turbulence flow for NACA 4412 in unbounded flow and ground effect with different turbulence models and two ground conditions: fixed and moving ground conditions // *Intern. Conf. Boundary and Interior Layers, Göttingen,* 2006. 11 p.
29. **Hain R.** Untersuchungen zur Dynamik laminarer Ablöseblasen mit der zeitaufösenden Particle Image Velocimetry. PhD Thesis. TU Braunschweig, 2008. 135 s.

*Статья поступила в редакцию 6 марта 2017 г.,  
после доработки — 24 мая 2017 г.*