

12. Приходько А.А. Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене / А.А. Приходько. – К., 2003. – 380 с.
13. Пруса, Яо. Теплообмен между эксцентричными горизонтальными цилиндрами в режиме свободной конвекции / Пруса, Яо. // Труды амер. об-ва инж.-мех., Теплопередача. – 1983. – Т.105, №1. – с. 103–114.
14. Тарунин Е.Л. Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции / Е.Л. Тарунин. – Иркутск, 1990. – 228 с.

Надійшла до редколегії 01.12.08

УДК 532.516

А.А. Пилипенко

Днепропетровский национальный университет им. Олеся Гончара

О ЗНАЧЕНИЯХ КРИТИЧЕСКОГО ЧИСЛА МАХА НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА ПРИ ТРАНСЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

Проведено параметричне дослідження впливу чисел Маха незбуреного потоку, кутів атаки та форми аеродинамічного профілю на виникнення локальних надзвукових зон у дозвукових потоках. Розрахунки виконані на основі чисельного розв'язку нестационарних рівнянь Нав'с-Стокса, осереднених за Рейнольдсом. Для профілю NASA 0012 отримано залежність для критичних чисел Маха незбуреного потоку від кутів атаки. Аналізується вплив форми профілю та числа Рейнольдса на значення критичного числа Маха незбуреного потоку при нульовому куті атаки.

Введение. Основной физической особенностью трансзвуковых течений является одновременное наличие как дозвуковых, так и сверхзвуковых областей. Возникновение локальных сверхзвуковых зон, заканчивающихся обычно ударной волной, может привести к возрастанию сопротивления крыла, уменьшению его подъемной силы, появлению бафтинга, отрыва потока, вызванного скачком уплотнения, и другим негативным явлениям. Обычно трансзвуковые режимы рассматривают при достаточно высоких числах Маха набегающего потока, равных $0.6 \div 0.8$. Это связано, прежде всего, с практикой самолетостроения, когда угол установки крыла (профиля) является небольшим и составляет $1.5^0 \div 2^0$. В то же время известны отдельные экспериментальные и расчетные данные, свидетельствующие о наличии локальных сверхзвуковых зон при более низких числах Маха невозмущенного потока [1; 2]. Поэтому, параметрические исследования возникновения трансзвуковых режимов обтекания в широком диапазоне углов атаки и чисел Маха набегающего дозвукового потока представляют собой как теоретический, так и практический интерес.

Физическая постановка задачи. Одним из ключевых параметров трансзвуковой аэродинамики является критическое число Маха набегающего потока $M_\infty = M_{кр}$, при котором в дозвуковом течении появляется единственная точка с локальным значением числа Маха $M=1$ [3]. Критическое число Маха играет существенную роль в трансзвуковой аэродинамике, поскольку оно разграничивает течения с наличием локальных сверхзвуковых зон от полностью дозвуковых.

Для определения значений $M_{кр}$ в настоящей работе рассматривается обтекание турбулентным потоком газа четырех аэродинамических профилей с одинаковой относительной толщиной 12% (рис. 1). Немаловажным фактором выбора данных профилей послужило то, что для них имеются экспериментальные данные по результатам продувок в аэродинамических трубах [1; 4 – 6].

Исследования проводятся численно в широком диапазоне чисел Маха $M_\infty = 0.085 \div 0.75$, углов атаки $\alpha = 0^\circ \div 40^\circ$ и чисел Рейнольдса $Re = 1.2 \cdot 10^6 \div 2.0 \cdot 10^7$.

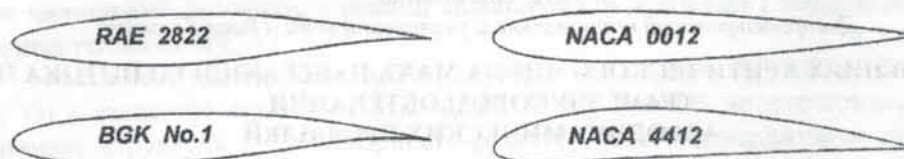


Рис. 1. Формы аэродинамических профилей

Исходные уравнения и численный метод. Численное моделирование проводилось на основе двумерных нестационарных осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса, записанных в произвольных обобщенных координатах [7–10]. Для расчета динамического коэффициента турбулентной вязкости использовалась однопараметрическая дифференциальная модель Spalart-Allmaras [11].

Дискретный аналог исходных систем уравнений получен с помощью метода контрольного объема. При построении неявного факторизованного алгоритма использовалась схема Roe [12]. Для обеспечения второго порядка точности по пространству применялся симметричный ограничитель потоков [13]. Полученная система уравнений решалась блочно-матричными прогонами. Данный численный алгоритм применялся для расчета сверхзвуковых течений с сильными ударными волнами [7–9; 14]. В рамках транзвуковых турбулентных течений была выполнена верификация на задачах обтекания профилей RAE 2822, BGK No.1 [10; 15].

В расчётах настоящей работы использовались сетки типа «О» размером $600 \times 250 = 1.5 \cdot 10^5$ узлов. Минимальный шаг сетки в поперечном направлении составлял $(3 \div 8) \cdot 10^{-7}$ длины хорды для обеспечения условия по безразмерной координате $\Delta y^+ \leq 0.2 \div 0.5$.

Расчет слабо-сжимаемого течения возле профиля NACA 4412. Поскольку в работе рассматриваются течения в широком диапазоне чисел Маха набегающего потока, представлялось целесообразным провести дополнительную верификацию данного алгоритма для слабосжимаемого течения. С этой целью был выполнен расчет турбулентного обтекания профиля NACA 4412 при $M_\infty = 0.085$, $\alpha = 12^\circ$, $Re = 1.65 \cdot 10^6$.

Общую картину течения наглядно передают распределения локальных чисел Маха вблизи профиля (рис. 2 а). На подветренной стороне поток ускоряется, значение локальной скорости достигает здесь значения $u/u_\infty \approx 2.49$ и соответственно $M_{max} \approx 0.212$. Взаимодействие потоков, сходящих с подветренной и наветренной сторон профиля, приводит к образованию достаточно развитой

отрывной зоны вблизи задней кромки профиля (рис. 2 б). Наличие отрыва потока приводит к общему утолщению пограничного слоя на подветренной стороне.

На рис. 3 представлено сравнение полученных результатов с экспериментальными данными [4] и расчетами на основе модели несжимаемой жидкости [16]. Распределения коэффициента трения на подветренной стороне хорошо передают динамику развития пограничного слоя на профиле. Поток газа, получивший первоначальное ускорение вблизи носика профиля, замедляется, что связано как с общим нарастанием пограничного слоя, так и с наличием отрывной зоны. Получено хорошее согласование по положению точки отрыва. В соответствии с результатами измерений [4] и численного моделирования [16] отрыв турбулентного пограничного слоя происходит при $x/c = 0.85$. Для точки отрыва получено значение $x/c = 0.87$.

В целом рассмотренный численный алгоритм показал хорошую работоспособность в диапазоне от слабо-сжимаемых до сверхзвуковых течений.

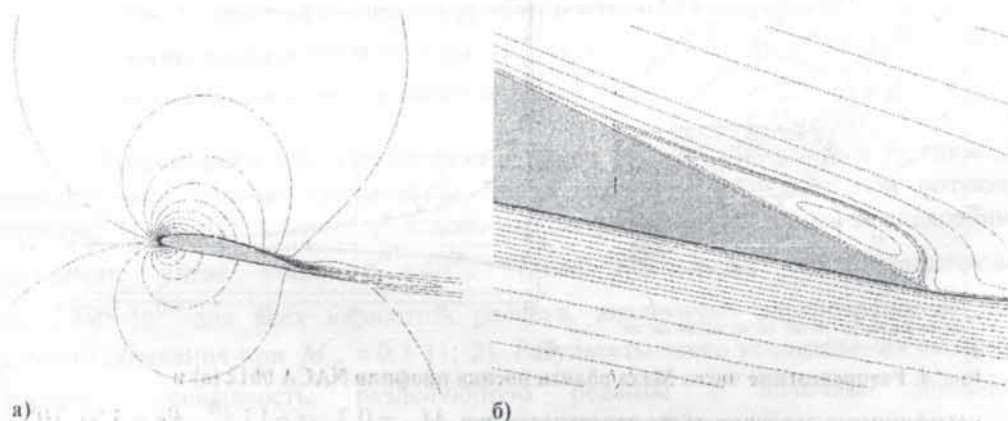


Рис.2. Изолинии чисел Маха (а) и линии тока вблизи задней кромки (б) при обтекании профиля NACA 4412

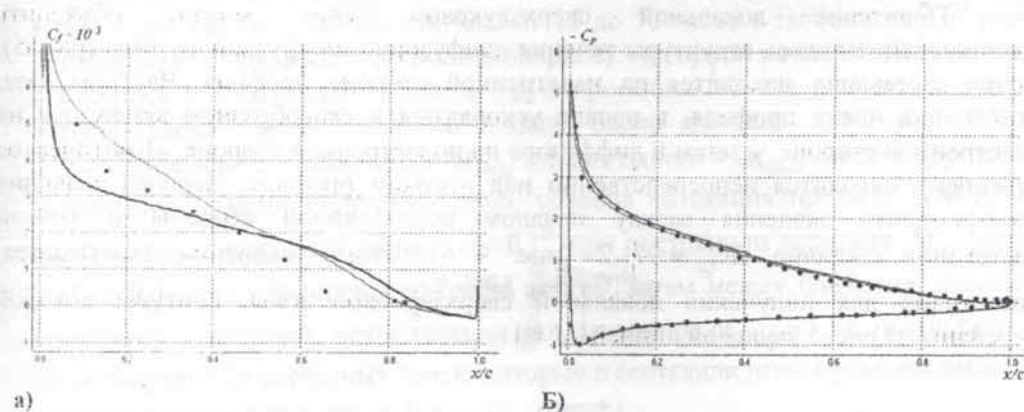


Рис.3. Распределение коэффициентов трения (а) и давления (б) на поверхности профиля NACA 4412,

■, • — экспериментальные данные [4],

— — расчет настоящей работы, — — расчет несжимаемого течения [16]

Расчет обтекания профиля NACA 0012 при $M_\infty=0.3$. При проведении численных параметрических исследований целесообразно выбрать конкретный случай течения, для которого имеются надежные экспериментальные и расчетные данные. Такой вариант течения является базовым, своеобразной «точкой отсчета»

для дальнейших исследований. В настоящей работе в качестве базового рассматривалось обтекание профиля NACA 0012 при $M_\infty = 0.3$, угле атаки $\alpha = 13.5^\circ$ и числе Рейнольдса $Re = 3.91 \cdot 10^6$ [1; 2]. В [2] было проведено численного исследование на основе уравнений Навье-Стокса в приближении тонкого слоя с использованием алгебраической модели турбулентности Болдуина-Ломакса. При анализе поля течения выявлено наличие локальной сверхзвуковой зоны.

Результаты экспериментальных и численных исследований [1; 2] воспроизведены в настоящей работе (рис. 4). Изолинии чисел Маха свидетельствуют о наличии малой сверхзвуковой зоны, примыкающей к носу профиля. Максимальное число Маха было равным $M_{max} = 1.342$. Локальная сверхзвуковая зона заканчивается скачком уплотнения слабой интенсивности. Полученное распределение коэффициента давления показывает хорошее согласование общей структуры течения с данными эксперимента [1].

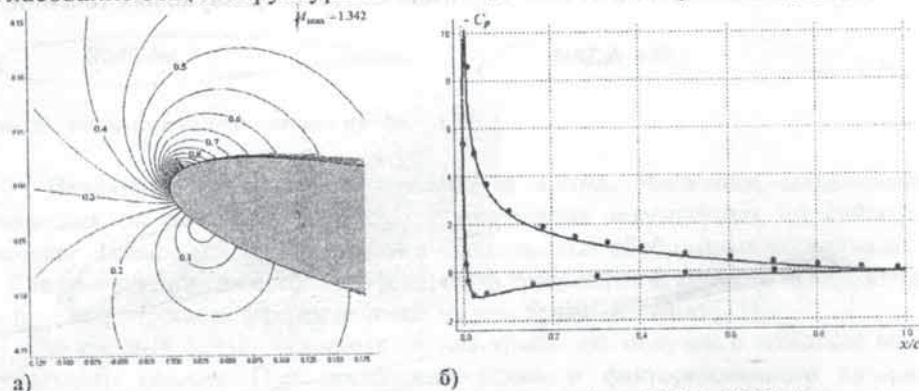


Рис. 4. Распределение чисел Маха вблизи носика профиля NACA 0012 (а) и

коэффициента давления на его поверхности при $M_\infty = 0.3$, $\alpha = 13.5^\circ$, $Re = 3.91 \cdot 10^6$,

• – экспериментальные данные [1], — – расчет настоящей работы

Появление локальной сверхзвуковой зоны можно объяснить возникновением здесь структуры течения конфузорно-диффузорного типа (рис. 5). Точка растекания находится на наветренной стороне профиля. Частицы газа, огибающие носик профиля, в начале ускоряются в своеобразном конфузоре на наветренной стороне, а затем в диффузоре на подветренной стороне. «Критическое сечение» находится непосредственно над носиком профиля. Перепад значения коэффициента давления между началом подветренной стороны и точкой растекания составил $\Delta C_p \approx -11.2$ (рис. 4 б). Этого ускорения, оказывается, достаточно для получения локальной сверхзвуковой зоны, контуры которой переданы на рис. 5 звуковой линией $M = 1$.

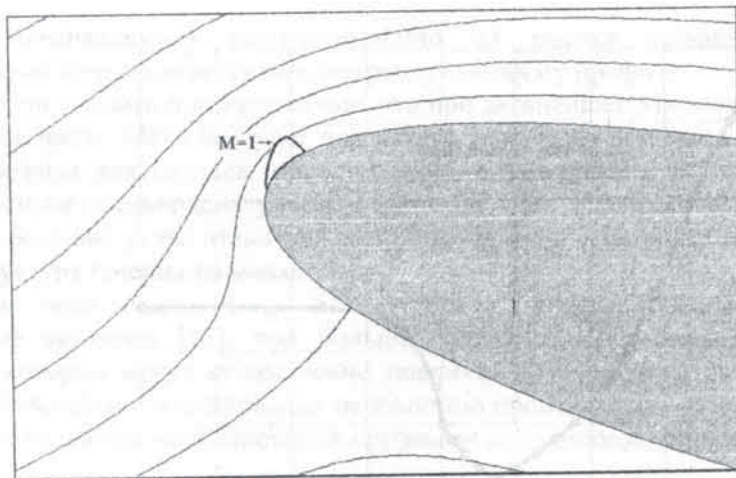


Рис. 5. Структура течения конфузорно-диффузорного типа вблизи носика профиля NACA 0012 при $M_\infty = 0.3$, $\alpha = 13.5^\circ$, $Re = 3.91 \cdot 10^6$.
— — линии тока, — — звуковая линия $M = 1$

Зависимость для критических чисел Маха набегающего потока. Для определения значений критических чисел Маха, возникающих при обтекании профиля NACA 0012, было проведено параметрическое численное исследование в диапазоне углов атаки $0^\circ \div 40^\circ$. Число Рейнольдса было фиксировано $Re = 3.91 \cdot 10^6$ для всех вариантов расчета, аналогично рассмотренному выше случаю обтекания при $M_\infty = 0.3$ [1; 2]. Результаты этого исследования позволили выделить зависимость, разделяющую режимы с наличием локальных сверхзвуковых зон от полностью дозвуковых течений (рис. 6).

Для получения этой кривой было проведено более 150 расчетов, как при постоянных числах Маха набегающего потока, так и при фиксированных углах атаки. Один вариант расчета занимал от 15 до 50 часов в зависимости от режима обтекания (стационарное или нестационарное). Алгоритм поиска этой зависимости заключался в следующем. Расчеты группировались вблизи режимов течений, в которых максимальное число Маха было около единицы, для получения двух близких режимов со значениями $M_{max} < 1$ для одного и $M_{max} > 1$ для другого. Под близкими режимами подразумевались условия обтекания профиля NACA 0012, отличающиеся между собой на $\Delta\alpha = 0.1^\circ$ при постоянном значении M_∞ , либо на $\Delta M_\infty = 0.01$ при фиксированном угле атаки. Затем между близкими значениями проводилась линейная интерполяция по значению $M_{max} = 1$, в результате чего было получено 26 расчетных точек, которые и составили итоговую зависимость для критического значения числа Маха M_{kp} (рис. 6).

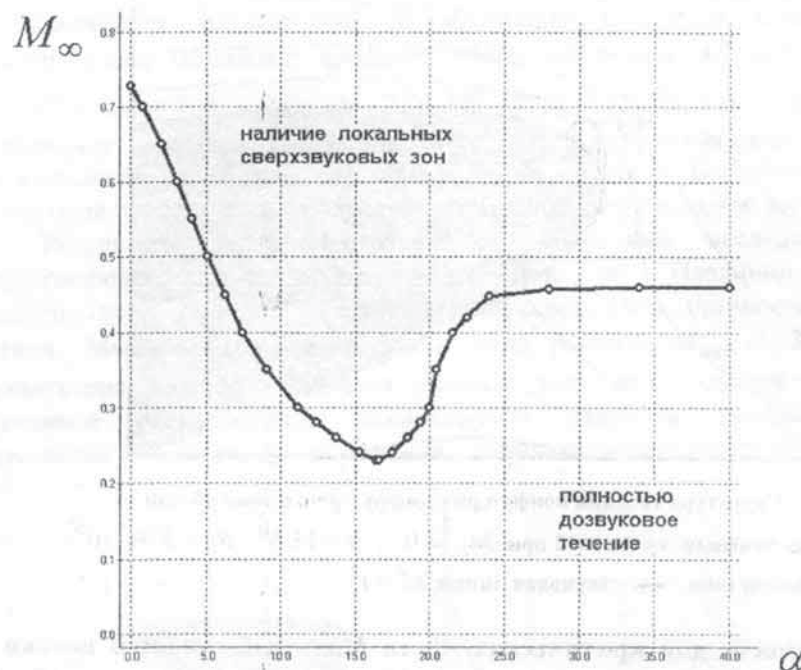


Рис. 6. Значения критического числа Маха для профиля NASA 0012 при фиксированном числе Рейнольдса $Re = 3.91 \cdot 10^6$

Полученную зависимость для критического числа Маха можно условно разбить на четыре участка:

Первый — определяется углами атаки $\alpha \leq 11^\circ$. Критические числа Маха уменьшаются в диапазоне $0.73 \div 0.3$ с возрастанием угла атаки. Режимы обтекания являются в основном стационарными. Его можно назвать классическим, происходящие здесь процессы соответствуют существующим представлениям о возникновении локальных сверхзвуковых зон при малых углах атаки [3].

Второй — находится в диапазоне углов атаки $11^\circ \div 19^\circ$ с числами Маха, меньшими 0.3. Он соответствует случаям нестационарного закритического обтекания. Здесь располагается минимум расчетной кривой, который был получен для угла атаки $\alpha \approx 16.5^\circ$ и числа Маха набегающего потока $M_\infty \approx 0.23$. На рис. 7 а приведено распределение изолиний чисел Маха для случая $M_\infty = 0.24$, $\alpha = 16^\circ$, расположенного вблизи данного минимума.

Третий — соответствует углам атаки $19^\circ \div 24^\circ$. Характеризуется «квазистационарным» режимом обтекания, когда точка отрыва расположена вблизи носика профиля. Критические числа Маха лежат в диапазоне $0.28 \div 0.45$.

Четвертый — получен для углов атаки $24^\circ \div 40^\circ$. Расчетная зависимость выходит на «полочку», здесь критическое число Маха стабилизируется и находится в диапазоне $0.45 \div 0.47$. Рис. 7 б иллюстрирует результаты расчета для значений $M_\infty = 0.5$, $\alpha = 40^\circ$. Отчетливо виден интенсивный отрыв потока на подветренной

стороне, начинающийся непосредственно на носике профиля. Локальная сверхзвуковая зона сдвигается на наветренную сторону профиля.

Можно сделать предположение, что при дальнейшем увеличении угла атаки критическое число Маха не будет возрастать, хотя углы разворота потока вблизи носика профиля для случаев, представляющих четвертый участок, существенно меньше, чем на предыдущих участках. Это предположение основано на том, что при очень больших углах атаки положение точек отрыва остается стационарным и общая структура течения не меняется.

Как показывает обзор литературы и предварительные результаты, полученные авторами [17], при больших углах атаки возникают трехмерные эффекты, которые могут существенно повлиять на параметры рассматриваемых течений. Дальнейшие исследования необходимо производить в рамках трехмерной постановки на основе моделирования крупными либо отсоединенными вихрями.

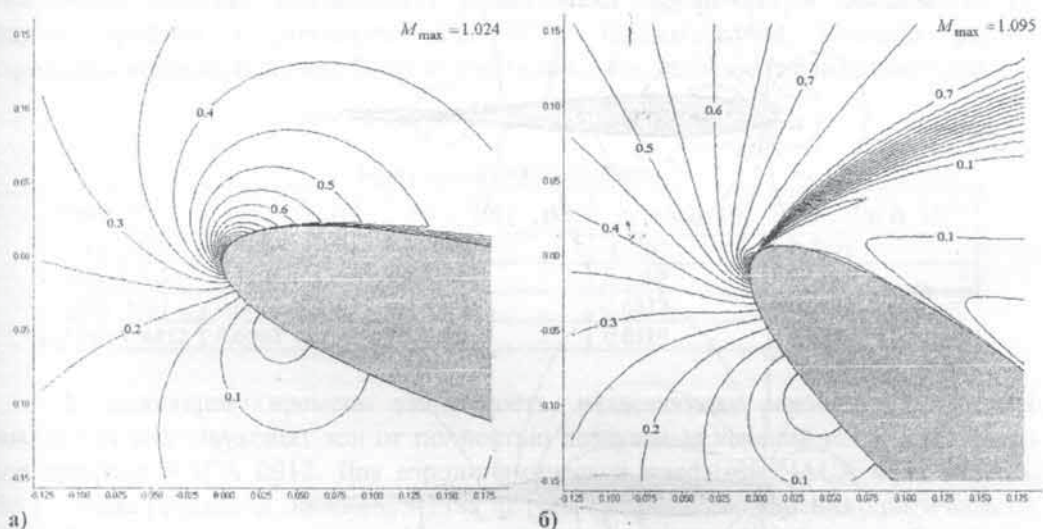


Рис. 7. Изолинии чисел Маха вблизи носика профиля NACA 0012 при $M_\infty = 0.24$, $\alpha = 16^\circ$ (а) и $M_\infty = 0.5$, $\alpha = 40^\circ$ (б)

Влияние формы аэродинамического профиля и числа Рейнольдса на значения критического числа Маха набегающего потока. Описанные выше результаты относились лишь к одному аэродинамическому профилю NACA 0012, в связи с чем представляется целесообразным рассмотреть влияние формы профиля на значения критического числа Маха. С этой целью был проведен численный эксперимент обтекания профилей NACA 0012, NACA 4412, RAE 2822 и BGK No.1 при одинаковых условиях: $M_\infty = 0.7$, $Re = 3.91 \cdot 10^6$, угол атаки $\alpha = 0$. Распределения чисел Маха на рис. 8 наглядно иллюстрируют результаты данного численного эксперимента.

Для профилей RAE 2822 и NACA 0012 режимы обтекания являются полностью дозвуковыми (рис. 8 а, 8 б) с максимальными числами Маха $M_{max} = 0.922$ и $M_{max} = 0.933$ соответственно. На профиле BGK No.1 образовывалась небольшая локальная сверхзвуковая зона (рис. 8 в), здесь максимальное число Маха было равно $M_{max} = 1.066$. На подветренной стороне профиля NACA 4412 была получена развитая сверхзвуковая зона (рис. 8 г), заканчивающаяся скачком уплотнения с максимальным числом Маха $M_{max} = 1.293$.

Ниже представлена сводная таблица значений критического числа Маха набегающего потока при нулевом угле атаки и различных числах Рейнольдса. Видно, что влияние числа Рейнольдса оказывается незначительным, изменения происходят только в третьем, четвертом знаке. При постоянном же числе Рейнольдса значение критического числа Маха варьируется в зависимости от формы профиля в диапазоне $0.63 \div 0.73$. Следовательно, влияние формы аэродинамического профиля более существенно, чем влияние числа Рейнольдса.

Таблица 1

Критические числа Маха				
Профиль	$Re = 1.2 \cdot 10^6$	$Re = 3.91 \cdot 10^6$	$Re = 8.0 \cdot 10^6$	$Re = 20.0 \cdot 10^6$
RAE 2822	0.7349	0.7315	0.7302	0.7292
NACA 0012	0.7295	0.7291	0.7288	0.7285
BGK No.1	0.6875	0.6849	0.6837	0.6829
NACA 4412	0.6363	0.6330	0.6319	0.6310

К настоящему времени зависимость, разделяющая режимы с наличием локальных сверхзвуковых зон от полностью дозвуковых течений получена только для профиля NACA 0012. Для аэродинамических профилей NACA 4412 и BGK No.1 была проведена оценка влияния формы профиля на значения критического числа Маха для первого участка. На этом участке зависимость можно приближенно аппроксимировать как линейную

$$M_{kp} = M_{kp,0} (1 - k_p \cdot \alpha),$$

где $M_{kp,0}$ – значение критического числа Маха набегающего потока для нулевого угла атаки, k_p – коэффициент пропорциональности, α – угол атаки, определяемый в радианах.

На основе данных, представленных на рис. 6, для профиля NACA 0012 значение коэффициента пропорциональности составило $k_p \approx 3.45$. Соответственно для профиля BGK No.1 было получено $k_p \approx 4.51$, и для NACA 4412 – $k_p \approx 2.29$. Столь большой разброс по значениям коэффициента пропорциональности объясняется различной геометрией течения конфузотно-диффузотного типа, образующегося вблизи носиков рассмотренных профилей.

Заключение. В рамках параметрических исследований при фиксированном числе Рейнольдса была получена зависимость «число Маха невозмущенного потока

M_∞ – угол атаки α », разделяющая полностью дозвуковое обтекание от режимов при наличии сверхзвуковой зоны.

При сравнении обтекания четырех профилей с одинаковой относительной толщиной 12% получено, что форма аэродинамического профиля оказывает большее влияние на значения критического числа Маха, чем числа Рейнольдса.

Библиографические ссылки

1. McCorskey, W., McAlister, K., Carr, L., and Pucci, S., An experimental study of dynamic stall on advanced airfoil sections, Vol. 1: Summary of experiment / W. McCorskey, K. McAlister, L. Carr, and S. Pucci // NASA TM 84245. – 1982. – 143p.
2. Бартон Дж.Т. Влияние вязкости и погрешностей, свойственным численным методом, на результаты расчета обтекания профиля при больших углах атаки / Дж.Т. Бартон, Т.Х. Пуллиам // Аэрокосмическая техника. – 1987. – №2. – С. 153–163.
3. Коул Дж. Трансзвуковая аэродинамика / Дж. Коул, Л. Кук. – М., – 1989. – 360 с.
4. Wadcock A.J. Investigation of low-speed turbulent separated flow around airfoils / A.J. Wadcock // NASA-CR-177450. – 1987. – 66 p.
5. Cook P.H. Airfoil RAE 2822, pressure distributions, and boundary layer and wake measurements / P.H. Cook, M.A. McDonald, M.C.P. Firmin // AGARD Report AR 138. – 1979. – 112 p.
6. Ли Б.Х.К. Исследование отрыва потока на сверхкритическом профиле / Б.Х.К. Ли // АКТ № 4, 1990. – С. 97–105.
7. Приходько А.А. Компьютерные технологии в аэрогидродинамике и тепломассообмене / А.А. Приходько. – К., 2003. – 380 с.
8. Pulliam T.H. Efficient solution methods for the Navier-Stokes equations. Lecture notes for the von Karman Institute for Fluid Dynamics. Lecture Series / T.H. Pulliam. – Von Karman Institute, Belgium. – 1985. – 98 p.
9. Tannehill J.C., Anderson D.A., Pletcher R.H. Computational fluid mechanics and heat transfer. (Second edition) / J.C. Tannehill, D.A. Anderson, R.H. Pletcher. – Taylor & Francis, New York, 1997. – 785 p.
10. Приходько А.А. Численное исследование возникновения и развития локальных сверхзвуковых зон при дозвуковом обтекании профиля NASA 0012 / А.А. Приходько, О.Б. Полевой, А.А. Пилипенко // Вісник Дніпропетр. ун-ту, Вип. 11, т.16, 2008. – С. 19–30.
11. Spalart P.R., Allmaras S.R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flow / P.R. Spalart, S.R. Allmaras // AIAA Paper № 92-0439. – 1992. – 22 p.
12. Roe P.L. Characteristic-based schemes for the Euler equations / P.L. Roe // Annual review of fluid mechanics. – 1986. – Vol.18. – P. 337–365.
13. Jameson, A. Analysis and design of numerical schemes for gas dynamics 1: Artificial diffusion, upwind biasing, limiters and their effect on accuracy and multigrid convergence / A. Jameson // International Journal of Computational Fluid Dynamics. – 1995. – Vol. 4. – P. 171–218.
14. Полевой О.Б. Численное моделирование управления отрывом сверхзвукового трехмерного потока при обтекании стреловидных углов сжатия / О.Б. Полевой, А.А. Приходько // Аэрогидродинамика: проблемы и перспективы. – Х., 2006. – С. 101–119.
15. Пилипенко А.А. О режимах возникновения и развития локальных сверхзвуковых зон при турбулентном обтекании аэродинамических профилей под углом атаки / А.А. Пилипенко // Матеріали II міжнародної наукової конференції «Прикладні проблеми аерогідромеханіки та тепломасопереносу». – Д., 2008. – С. 54–56.
16. Редчиц Д.А. Численное моделирование аэродинамики роторов вертикально – осевых ветроэнергетических установок на основе нестационарных уравнений Навье-Стокса: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Д.А. Редчиц – Д., 2006. – 250 с.

17. Приходько А.А. Численное моделирование нестационарных трансзвуковых турбулентных отрывных течений при обтекании профилей / А.А. Приходько, О.Б. Полевой, А.А. Пилипенко // Тези науково-практичної конференції «Комп'ютерна гідромеханіка». – К., 2008. – С. 41.

Надійшла до редколегії 28.11.08

УДК 532.516

Д. А. Редчиц

Институт транспортных систем и технологий НАН Украины «ТРАНСМАГ»

АЭРОДИНАМИКА РОТОРА САВОНИУСА

Представлені результати трьох типів обчислювальних експериментів з вивчення аеродинамічних та енергетичних характеристик дво- та трилопатевого ротора Савоніуса. Для чисельного моделювання аеродинаміки ротора застосовуються осереднені за Рейнольдсом рівняння Нав'є-Стокса. При моделюванні турбулентності використовується однопараметрична диференціальна модель турбулентності. Розв'язок системи вихідних рівнянь отримано за допомогою неявного скінчено-об'ємного чисельного алгоритму, що базується на методі штучної стисливості. Виконано аналіз поля течій навколо ротора Савоніуса. Виділено основні стадії формування вихорової структури. Встановлено вплив числа Рейнольда та коефіцієнтів швидкохідності на енергетичні характеристики ротора Савоніуса.

Введение. Разработка и усовершенствование альтернативных источников энергии является актуальной проблемой для энергетики Украины. К одному из перспективных направлений решения данной проблемы относится ветроэнергетика. Большое распространение в мире получили двух- и трехлопастные горизонтально-осевые (ГО) ветроэнергетические установки (ВЭУ) пропеллерного типа. Это связано с высоким коэффициентом использования энергии ветра. Близкими значениями коэффициента мощности из вертикально-осевых (ВО) ВЭУ обладают только роторы Дарье. Основными преимуществами ротора Савониуса является простота конструкции, независимость от направления ветра, сравнительно низкая скорость вращения и большой крутящий момент.

Повышение мощности ВЭУ и увеличение коэффициента использования энергии ветра делает задачу выбора рациональной аэродинамической формы ротора весьма актуальной. Ведущую роль в работе ВЭУ играют нестационарные аэродинамические процессы, поэтому основным направлением исследований должна быть разработка новых универсальных методов расчета нестационарных процессов при обтекании потоком роторов ветроагрегатов.

Развитие численных методов и вычислительной техники позволило применить сложные математические модели для исследования нестационарных процессов при обтекании роторов ветроэнергетических установок. Качество получаемых результатов определяется уровнем выбранной модели механики сплошной среды, свойствами численного метода, возможностями разработанного программно-методического обеспечения.

Известные методики определения аэродинамических и энергетических характеристик ротора ВЭУ основаны на экспериментальных данных [1], импульсной [2] и вихревой [3] теориях, численном решении уравнения потенциала [4]. Они используют определенные допущения при постановке задачи