

SIMULAÇÃO DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS EM AEROFÓLIOS

Aluno: Cesar Augusto L. L. Da Fonseca

Orientadores: Luiz Eduardo Bittencourt Sampaio e Angela Ourivio Nieckele

Introdução

Foi realizado um estudo numérico do escoamento aerodinâmico bidimensional, turbulento e incompressível, em torno de um aerofólio NACA0018, com ângulos de ataque de 6 e 15 graus. Neste escoamento de enorme importância para a indústria, estão presentes diversos fenômenos físicos importantes, típicos de regimes turbulentos e constantemente encontrados em outras aplicações. Entre eles, cita-se: desenvolvimento da camada limite, transição de regime laminar-turbulento, separação e posterior recolamento da camada limite, relaminarização, e formação de bolhas de recirculação.

O objetivo do presente trabalho é avaliar o desempenho de metodologias numéricas para modelagem de escoamentos turbulentos baseadas em média de Reynolds (Reynolds Average Navier-Stokes – RANS), e definir uma geometria computacional e uma malha de discretização espacial adequadas a futuras simulações numéricas tridimensionais envolvendo a metodologia de grandes escalas (Large-Eddy Simulations – LES). Esta última metodologia tem-se mostrado bem superior à primeira (RANS) em termos de precisão (Spalart, 2000), porém, bem mais onerosa computacionalmente, o que justifica um extenso estudo preliminar, envolvendo, principalmente, a definição da geometria e malha a serem empregadas.

Metodologia

A determinação do campo de velocidade e pressão pode ser obtida a partir da solução das equações de conservação de quantidade de movimento linear e massa. No entanto, como todo escoamento turbulento é tridimensional e transiente, o esforço computacional para resolver este tipo de escoamento, prevendo todas as escalas presentes é muito elevado. Na busca de uma solução a um esforço aceitável, surgem os modelos de turbulência, baseados na média de Reynolds (RANS).

Na metodologia de Reynolds (RANS), ao invés de se tentar prever a evolução temporal do escoamento, realiza-se uma média temporal ou estatística (chamada média de Reynolds) sobre as equações originalmente transientes, o que lhes confere um caráter estacionário, no qual as variáveis resolvidas são não mais campos instantâneos, mas campos médios. Porém, no processo da média de Reynolds (temporal ou estatística) da equação de *momentum*, surge um novo termo, oriundo da não comutatividade entre o operador média e o operador produto no termo não-linear advectivo. Este novo termo, chamado de tensão turbulenta representa as ações das flutuações turbulentas no transporte de momentum médio, e normalmente é modelado supondo-se que essas ações são análogas às de um processo de mistura, no qual a taxa de difusão é tanto maior quanto maior for a intensidade turbulenta. Diversas alternativas vêm sendo apresentadas na literatura (Pope, 2000), sendo que neste trabalho, foram testados dois modelos baseados na hipóteses de Boussinesq, juntamente com o conceito de viscosidade turbulenta: o modelo de Spalart-Allmaras, que envolve a solução adicional de uma equação diferencial para a viscosidade turbulenta; e o modelo SST κ - ω que necessita da solução de duas equações de conservação adicionais, uma para a energia cinética turbulenta κ e outra para a dissipação específica ω .

Modelagem Matemática da Turbulência

A metodologia baseada em médias de Reynolds baseia-se na decomposição da velocidade $\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$ onde \mathbf{u} é o vetor velocidade média e \mathbf{u}' o vetor correspondente a flutuação da velocidade em torno desta média. As equações de continuidade e momento linear médias para um escoamento incompressível em regime permanente são então dadas por:

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad ; \quad \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) = -\nabla \left(\frac{p}{\rho} \right) + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \nabla \cdot (-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}) \quad (1)$$

onde ρ é a densidade, $\nu = \mu/\rho$ a viscosidade cinemática, μ a viscosidade molecular, e p a pressão. A Equação (1) possui a mesma forma da equação de Navier-Stokes, a menos de um termo adicional, o tensor de Reynolds, $-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'}$, o qual representa a influência das flutuações no escoamento médio. A fim de fechar a Eq. (1), o tensor de Reynolds pode ser modelado a partir da hipótese de Boussinesq, segundo a qual o tensor é obtido por analogia à lei de Stokes, isto é, assume-se que o termo a ser modelado é proporcional a taxa de deformação do campo de velocidade. A seguir, descreve-se os modelos de fechamento da turbulência a serem investigados neste trabalho.

Modelo SST $k-\omega$

O tensor de Reynolds é modelado como

$$-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} = \nu_t (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}})^T - \frac{2}{3} \kappa \delta \quad (2)$$

onde κ é a energia cinética turbulenta, e ν_t a viscosidade turbulenta, definida de acordo com o modelo de transporte de tensão cisalhante (Shear-Stress Transport), SST $\kappa-\omega$, de Menter (2003). Esse modelo foi proposto visando simulações de escoamentos aerodinâmicos para a indústria aeronáutica, onde são esperados fortes gradientes de pressão adversos e extensas regiões de separação e recirculação. Tal modelo é uma tentativa de conciliar as vantagens do modelo $\kappa-\varepsilon$ com as do modelo $\kappa-\omega$ (superior em regiões vizinhas a paredes). Para escoamentos em camada-limite, o modelo $\kappa-\omega$ model é superior ao $k-\varepsilon$ model na solução da subcamada viscosa, próxima a paredes, inclusive quando adversos gradientes de pressão estão envolvidos. No entanto, o modelo $\kappa-\omega$ requer uma condição de contorno não nula para ω para correntes livres não turbulentas, sendo que a solução do escoamento é extremamente sensível a esse valor especificado (Menter, 1992). Por outro lado, foi mostrado (Cazalbou *et al*, 1993) que o $\kappa-\varepsilon$ não sofre o mesmo problema.

Assim, o modelo SST mescla a formulação robusta e precisa do $\kappa-\omega$ próximo a paredes com a independência do $\kappa-\varepsilon$ na corrente livre, fora da camada limite. Para tal, o modelo $\kappa-\varepsilon$ model é reescrito em função de uma escala característica de frequência, ω . Os modelos $\kappa-\omega$ padrão e o $\kappa-\varepsilon$ transformado são ambos multiplicados por uma função peso e somados. Essa função peso F_1 é zero (levando ao modelo $\kappa-\omega$ padrão) na camada interna da camada limite turbulenta, e unitária (correspondendo ao $\kappa-\varepsilon$ padrão), na camada externa da mesma. Assim, a energia cinética turbulenta κ and e taxa de dissipação específica ω do modelo SST é dada por (Menter, 2003):

$$\frac{\partial \kappa}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \kappa}{\partial x_i} = \tilde{P}_\kappa - \beta^* \kappa \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\kappa \nu_t) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + (1 - F_1) 2 \sigma_d \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (4)$$

O ultimo termo do lado direito da Eq. (4) é conhecido como termo de difusão cruzada. Menter (1992) demonstrou que a introdução deste termo na equação de ω equation diminui a dependência da solução em relação ao valor de ω na corrente livre. O efeito principal deste termo é o aumento da produção de ω , e o conseqüente aumento da dissipação de κ . Na Equação (4), o termo de difusão cruzada é multiplicado pela função peso, ou função de mistura, F_1 , esta, por sua vez, baseada na distância para a parede mais próxima, e definida como:

$$F_1 = \tanh \left(\arg_1^4 \right) \quad ; \quad \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y} ; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) ; \frac{4 \rho \sigma_\omega 2 \kappa}{CD_{\kappa\omega} y^2} \right] \quad (5)$$

onde y é a distância para a superfície mais próxima e $CD_{\kappa\omega}$ é a parte positive do termo de difusão cruzada, dado por:

$$CD_{\kappa\omega} = \max \left(2 \rho \sigma_d \frac{1}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} ; 10^{-10} \right) \quad (6)$$

A definição da viscosidade turbulenta segundo a hipótese de Bradshaw assume que o tensor de Reynolds é proporcional à energia cinética turbulenta, sendo dada por:

$$\nu_t = \frac{a_1 \kappa}{\max(a_1 \omega ; S F_2)} \quad (7)$$

onde S é o modulo da taxa de cisalhamento média, S_{ij} ,

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad ; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (8)$$

e F_2 é a função de mistura para a viscosidade turbulenta no modelo SST, definida como

$$F_2 = \tanh \left(\arg_2^2 \right) \quad ; \quad \arg_2 = \max \left(\frac{\sqrt{\kappa}}{\beta^* \omega y} ; \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (9)$$

No modelo SST, a produção de energia cinética turbulenta é limitada a fim de prevenir o acúmulo de turbulência na região de estagnação:

$$\tilde{P}_\kappa = \min \left(\nu_t S^2 ; 10 \beta^* \kappa \omega \right) \quad (10)$$

Seja ϕ o conjunto de constantes de fechamento para o modelo SST, e sejam ϕ_1 e ϕ_2 as constantes dos modelos $\kappa\text{-}\omega$ padrão e $\kappa\text{-}\varepsilon$ respectivamente. As constantes ϕ são então calculadas utilizando-se a função de mistura entre as constantes de ϕ_1 ($\kappa\text{-}\omega$) e ϕ_2 ($\kappa\text{-}\varepsilon$), as quais podem ser consultadas na Tabela 1, da seguinte forma:

$$\phi = F_1\phi_1 + (1 - F_1)\phi_2 \quad (11)$$

Table 1. Closure coefficients of the SST model.

	β	β^*	σ_κ	σ_ω	σ_d	α
ϕ_1 (standard $\kappa\text{-}\omega$)	0.075	0.09	0.5	0.5	0.856	5/9
ϕ_2 (standard $\kappa\text{-}\varepsilon$)	0.0828	0.09	1.0	0.856	0.856	0.44

Modelo Spalart-Allmaras

Desenvolvido por Spalart e Allmaras (1992), este é um modelo relativamente simples que resolve uma equação diferencial parcial de transporte para a viscosidade turbilhonar, e, portanto, requer menor esforço computacional. O modelo de Spalart-Allmaras foi desenvolvido especificamente para aplicações aeroespaciais envolvendo escoamentos com paredes e com gradientes de pressão adversos. A derivação do mesmo envolve empiricismo, hipóteses heurísticas, e argumentos de análise dimensional. O tensor de Reynolds é modelado sem o ultimo termo da Eq. (2):

$$-\overline{\mathbf{u}' \mathbf{u}'} = \nu_t (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}})^T \quad (12)$$

A viscosidade turbilhonar é definida como:

$$\nu_t = \tilde{\nu} f_{\nu 1} \quad (13)$$

onde $f_{\nu 1}$ é uma função de amortecimento para a viscosidade, que permite representar de forma mais realista a região próxima à parede, dada por

$$f_{\nu 1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{\nu 1}^3} \quad ; \quad \chi \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (14)$$

A equação de transporte para a variável $\tilde{\nu}$ é dada por (Deck et al, 2002)

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \tilde{\nu})}{\partial x_j} = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right] + C_{b2} \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right\} - Y_\nu \quad (15)$$

Na Equação (15), G_ν é o termo de produção. Dacles-Mariani *et al* (1995) combinam os efeitos dos tensors de rotação e de cisalhamento na definição da produção de ν_t , de forma a evitar a superestimativa da viscosidade turbulenta em regiões onde a vorticidade excede o cisalhamento. G_ν é então baseado numa modificação da magnitude de vorticidade Ω de forma a manter as características da região logarítmica, onde Ω_{ij} é o tensor taxa de rotação médio

$$G_\nu = C_{b1} \tilde{\Omega} \tilde{\nu} \quad ; \quad \tilde{\Omega} = \Omega + \frac{\tilde{\nu}}{\kappa^2 d^2} f_{\nu 2} + C_{prod} \min(0, S - \Omega) \quad ; \quad (16)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad ; \quad \Omega = \sqrt{2 \Omega_{ij} \Omega_{ij}} \quad (17)$$

Aqui, d é a distância para a parede, $C_{prod}=2.0$ e $f_{\nu 2}$ é uma função amortecimento, dada por

$$f_{\nu 2} = 1 - \frac{\chi}{1 + \chi f_{\nu 1}} \quad (18)$$

O termo de destruição Y_ν é dado por:

$$Y_\nu = C_{w1} f_w \left(\frac{\tilde{\nu}}{d} \right)^2 \quad ; \quad f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad ; \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad ; \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{\Omega} \kappa^2 d^2} \quad (19)$$

As constantes empíricas do modelo são: $C_{b1}=0.1355$; $C_{b2}=0.622$; $C_{w1}= C_{b1} / \kappa^2 + (1 + C_{b2}) / \sigma_{\tilde{\nu}}$; $C_{w2}=0.3$; $C_{w3}=2.0$; $C_{\nu l}=7.1$; $\sigma_{\tilde{\nu}}=2/3$; $k=0.41$.

Metodologia Numérica e Discretização

Neste trabalho, as equações de conservação foram resolvidas utilizando o software comercial Fluent, o qual é baseado no Método dos Volumes Finitos (Patankar, 1980). As variáveis são armazenadas nos centros dos volumes de controle e, quando necessário, interpoladas para as faces.

Os campos de velocidade e pressão são resolvidos de forma desacoplada, através do algoritmo SIMPLE.

Para a discretização espacial dos campos, foram testados diversos esquemas, dentre os quais, o *Upwind* de primeira e segunda ordem, e o QUICK (Leonard, 1979).

A Figura 1 apresenta a geometria computacional e uma das malhas empregada nas simulações. As dimensões mostradas na Fig. 1(a) referem-se à corda do aerofólio, c .

Foram construídas sete malhas para a discretização espacial, até se concluir sobre a melhor configuração para o domínio computacional, número total de volumes de controle, e espaçamentos, especialmente os adjacentes à parede.

As três melhores malhas foram escolhidas para a realização das simulações apresentadas na seção *Resultados*. A malha 1 (Fig. 1(b)) é a malha mais refinada, com 213600 volumes de controle, e um espaçamento normal à parede, próximo à placa, pequeno o

suficiente para resolver a subcamada laminar da camada limite turbulenta. As malhas 2 e 3 mantêm a mesma distribuição de subdivisões ao longo do perfil, porém utilizam duas vezes menos subdivisões na direção normal ao aerofólio, o que resulta num número total de 106800 de volumes de controle para cada uma. Porém, enquanto a malha 2 utiliza o mesmo espaçamento normal da malha 1 nas adjacências do aerofólio, na malha 3, este espaçamento junto a parede é duas vezes maior. Conseqüentemente, a taxa de expansão da malha 3 em direção às fronteiras externas é menor do que a da malha 2.

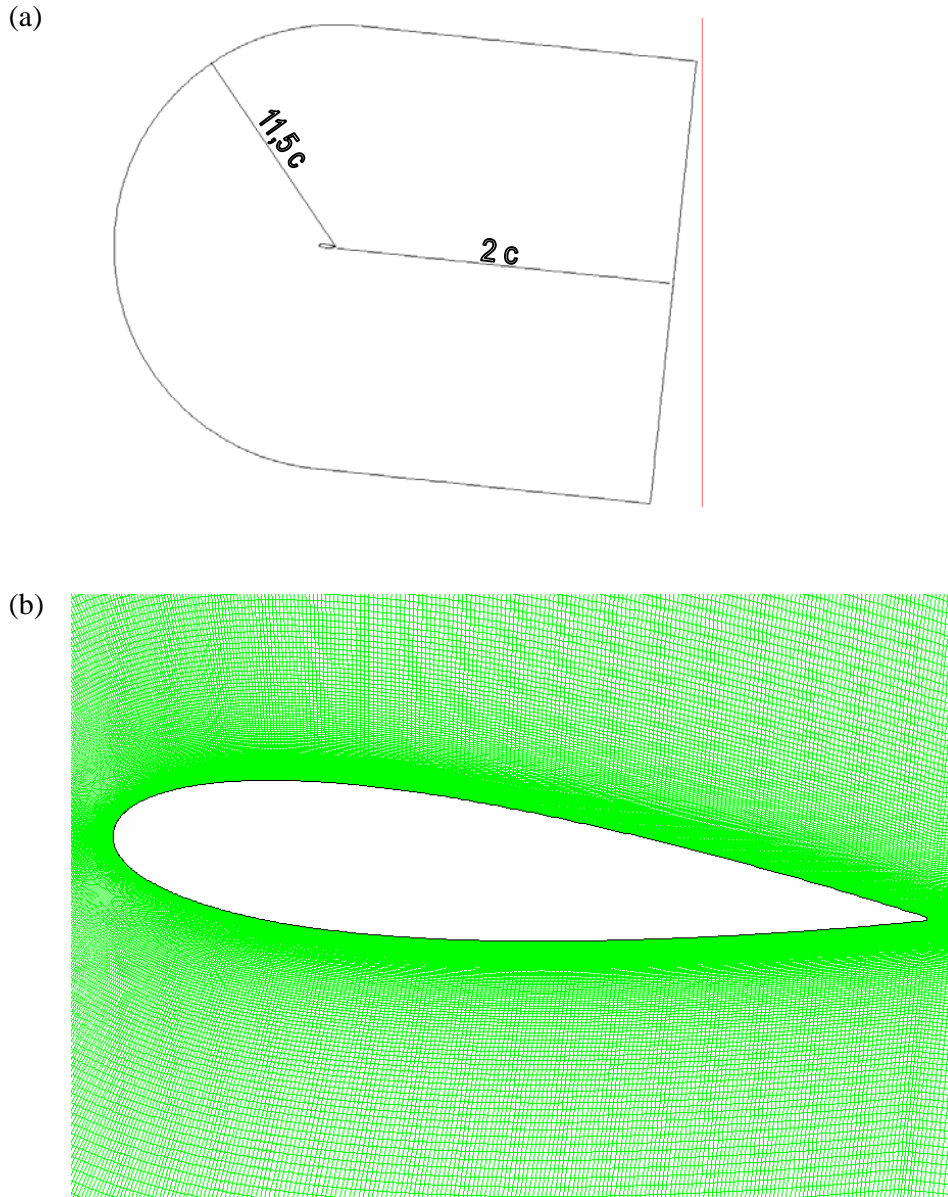


Figura 1 – Geometria computacional (a) e a malha mais refinada (b) empregada nas simulações.

Resultados

As previsões numéricas para campos de velocidade e pressão médios, energia cinética turbulenta, ponto de separação da camada limite sobre o aerofólio, e ponto de recolamento da mesma foram comparados com os dados obtidos experimentalmente em (Nakano et al, 2007).

A comparação dos resultados permitiu a constatação de algumas falhas da modelagem da turbulência via metodologia RANS, principalmente em relação à captura da separação da camada limite e posterior recolamento. Embora para a maioria das aplicações de engenharia isto não seja crítico quando o ângulo de ataque é pequeno (tipicamente menor do que 6 graus), para ângulos maiores, onde grandes regiões de separação e turbulência estão presentes, nem mesmo grandezas integradas (como força de sustentação, ou arraste) são confiáveis. Como a maioria dos resultados experimentais quantitativos disponibilizados em Nakano et al (2007), incluindo perfis de velocidade média, referem-se ao caso de ângulo de ataque (AOA) de 6 graus, escolheu-se esse mesmo ângulo para se apresentar todas as comparações com os dados experimentais, bem como os estudos de convergência de malha. Assim, devido à menor disponibilidade de dados experimentais para 15 graus, neste trabalho são apresentados apenas alguns resultados ilustrativos para este ângulo de incidência.

Resultados Quantitativos – 6 graus

A validação da discretização espacial empregada (malha) foi realizada através de simulações com o modelo $\kappa-\omega$, empregando as malhas 1, 2, e 3 e o esquema QUICK, com ângulo de ataque de 6 graus. A Fig. 2 apresenta os resultados do coeficiente de pressão, c_p , para as três malhas (mesh 1, mesh 2, e mesh 3), os quais são praticamente indistinguíveis, comprovando que a malha 1 é mais do que suficiente para a obtenção de uma solução consistente e independente da discretização espacial. Observe que na mesma figura são mostradas as curvas de c_p sobre a superfície inferior (pressure) e superior (suction) do aerofólio, ambas normalizadas pela corda.

De certa forma, a mesma consistência pode ser também comprovada pelos resultados de c_p para três esquemas numéricos diferentes, conforme mostrado na Fig. 3, todos empregando a malha 1. Note-se que os diferentes esquemas apresentam erros de truncamento de ordens diferentes, o que significa que, caso a malha ainda estivesse influenciando a solução final, muito provavelmente os resultados apresentados na Fig. 3 não seriam consistentes entre si.

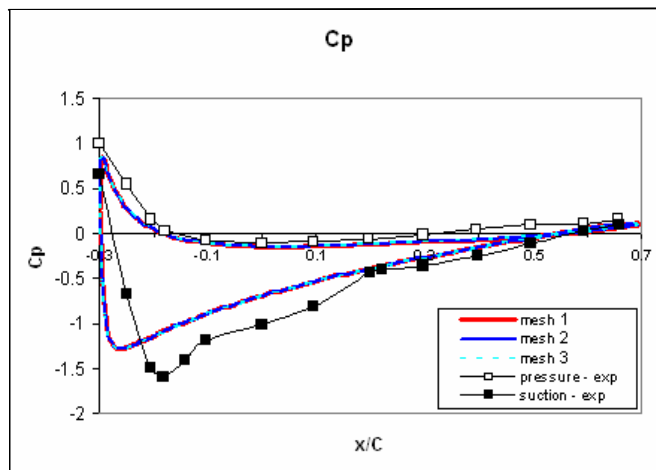


Figura 2- Comparação do coeficiente de pressão obtido com três malhas diferentes com os dados experimentais para a superfície inferior (pressure-exp) e superior (suction-exp).

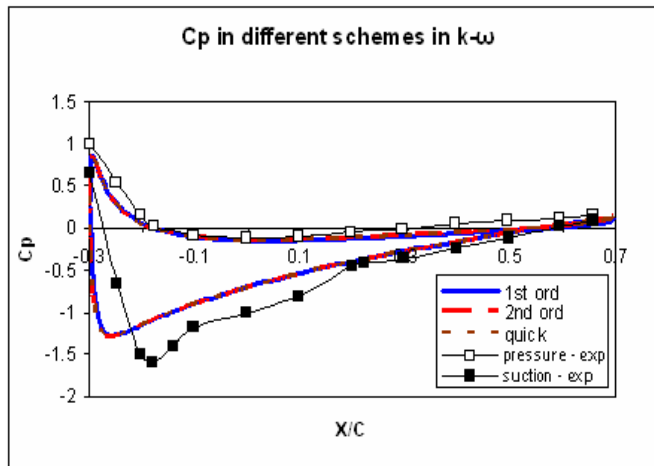


Figura 3- Comparação do coeficiente de pressão obtido com três esquemas diferentes, utilizando-se o modelo $\kappa-\omega$, e a malha 1 (mesh 1).

A Figura 4 mostra uma comparação dos resultados para os coeficientes de pressão obtidos com os dois modelos de turbulência apresentados ($\kappa-\omega$ e Spalart-Allmaras), utilizando a mesma malha (malha 1) e o mesmo esquema numérico (QUICK), também para ângulo de ataque de 6 graus. Nota-se que aqui já se percebe uma pequena diferença entre os modelos, principalmente na superfície de sucção (suction), próximo ao bordo de ataque.

É importante ressaltar que, embora os diversos resultados de cp apresentem grande consistência, principalmente em relação a variações de malha e de esquema numérico, existe uma grande discrepância em relação aos dados experimentais, principalmente na superfície superior do aerofólio, sabidamente uma região crítica onde um gradiente de pressão adverso põe em xeque diversas hipóteses heurísticas empregadas em simulações RANS. Por si só, isso já justifica a continuação do presente trabalho, utilizando metodologias mais sofisticadas, tais como as Simulações de Grandes Escalas.

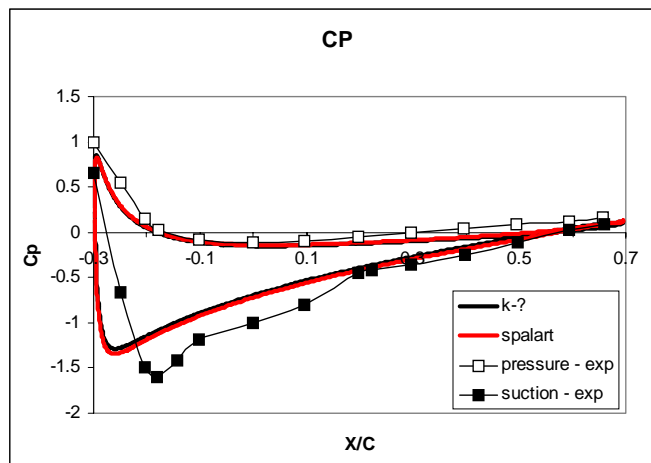


Figura 4- Comparação do coeficiente de pressão obtido com os modelos $\kappa-\omega$ e Spalart-Allmaras.

Além do coeficiente de pressão, outro dado de extrema relevância para a indústria aeronáutica é o campo de velocidades do escoamento. De maneira a seguir a forma com que os perfis de velocidade são disponibilizados em Nakano et al (2007) para ângulo de ataque de 6 graus, foram traçadas diversas linhas verticais sobre o aerofólio e na esteira do mesmo, sobre as quais são extraídos os perfis de velocidade média. A Figura 5 mostra a localização destas linhas (ou estações de medição), designadas pelas letras que vão de “a” a “r”, bem como os pontos de separação (S) e recolamento (RA) esperados sobre as superfícies superior e inferior.

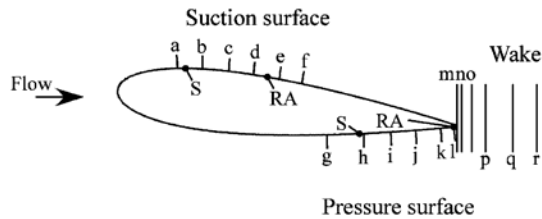
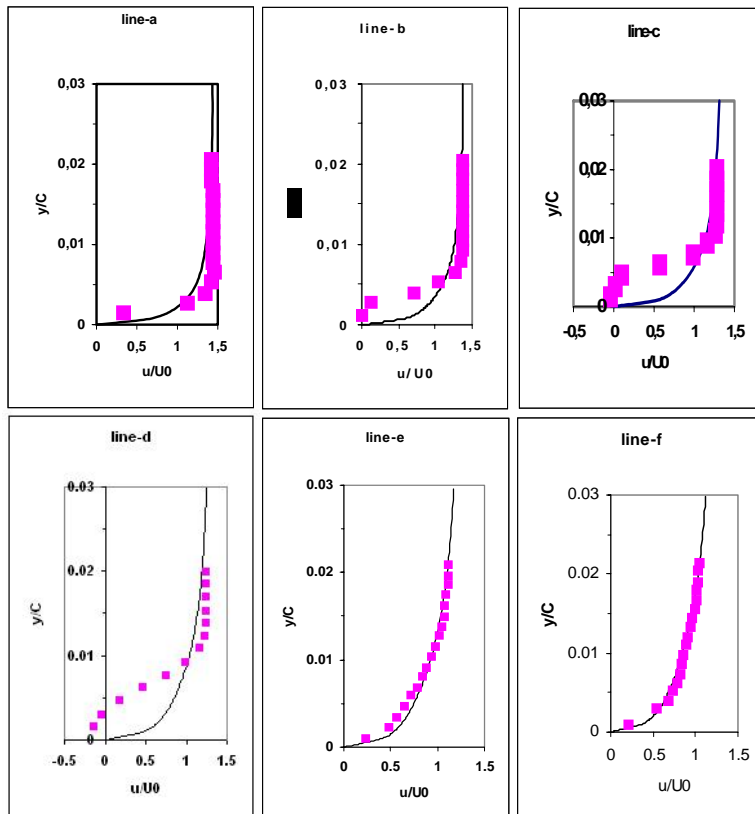


Figura 5 - Disposição das linhas de medições (estações) dos perfis de velocidade média sobre o aerofólio.

A Figura 6- mostra os resultados obtidos com o modelo $\kappa-\omega$ para os perfis de velocidade média sobre estas estações. Nota-se que todos os perfis estão bem distantes dos valores de velocidades esperados.



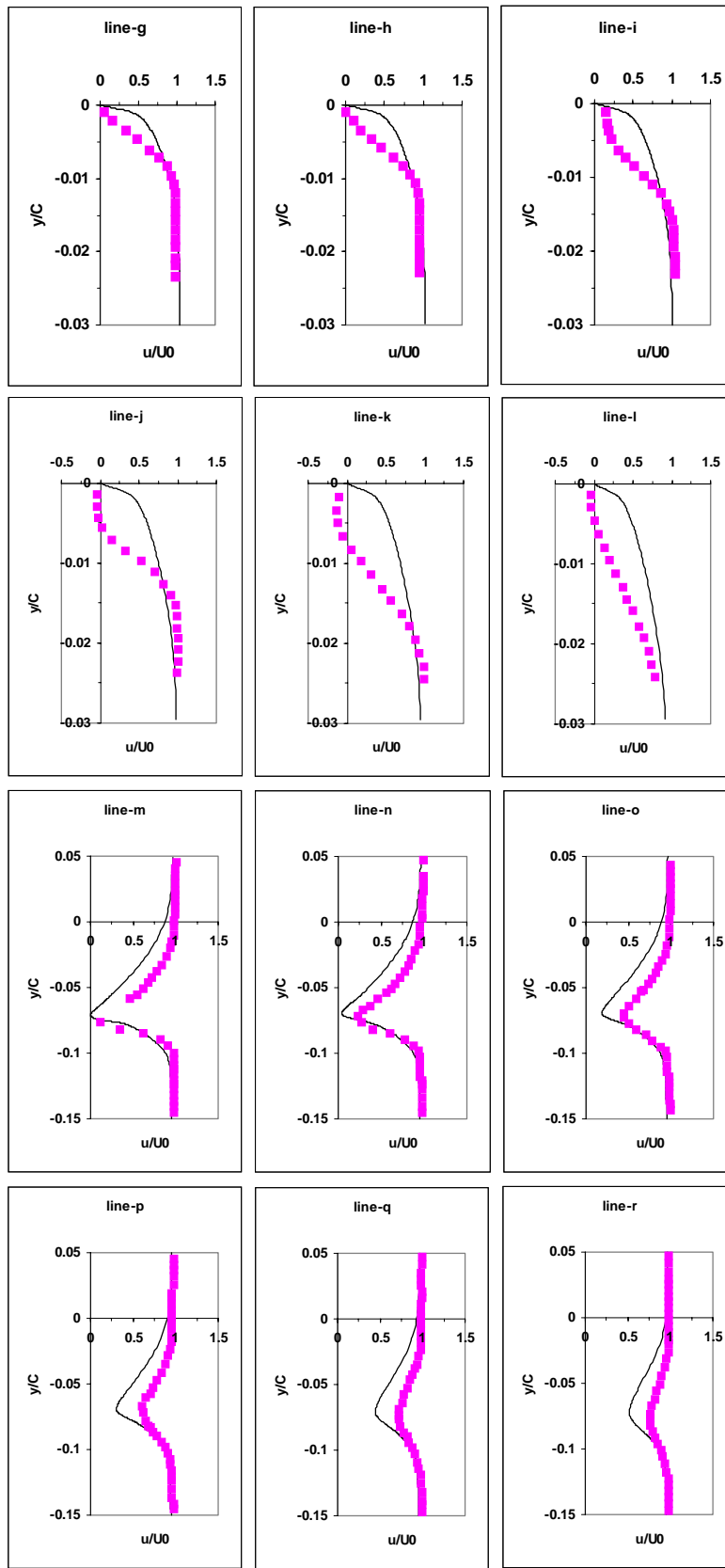


Figura 6 – Perfis de velocidade média obtidos experimentalmente e com o modelo $\kappa-\omega$ para 6 graus.

Nota-se, pela Fig. 6 que os perfis obtidos numericamente estão bem suavizados em relação aos dados experimentais, provavelmente devido a uma superestimação das intensidades turbulentas, aumentando a dissipação e a taxa de mistura turbulenta prevista pelos modelos. Esse aumento da taxa de mistura adicional devido ao modelo pode estar provocando também a falha na captura das regiões de separação da camada limite, uma vez que é sabido que a turbulência provoca atraso ou até cancelamento dessa separação.

Em termos gerais, no entanto, a maioria dos perfis capturou pelo menos de forma aproximada o comportamento e a tendência do campo de velocidades.

Resultados Qualitativos – 6 e 15 graus

As Figuras 7(a) e 7(b) mostram os contornos de magnitude de velocidade para os casos de 6 e 15 graus respectivamente. Pode-se notar uma extensa região com velocidade muito baixa, na esteira da separação da camada limite, para o ângulo de 15 graus (Fig. 7(b)), não observado para 6 graus.

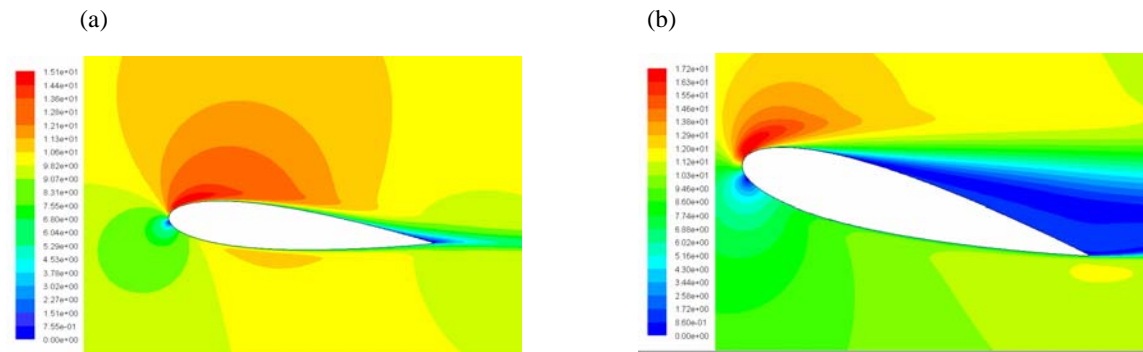


Figura 7 – Contornos de magnitude de velocidade para (a) 6 e (b) 15 graus.

As funções corrente apresentadas nas Fig. 8a e 8b (para ângulos de ataque de 6 e 15 graus respectivamente), mostram mais claramente que o modelo $\kappa-\omega$ prevê uma extensa separação da camada limite para 15 graus, embora a pequena região de recirculação esperada para 6 graus não tenha sido capturada pela simulação. Para o caso com descolamento, a intensa atividade turbulenta na camada cisalhante livre que delimita a zona de recirculação pode ser apreciada pelos contornos de energia cinética turbulenta, apresentados na Fig. 3b.

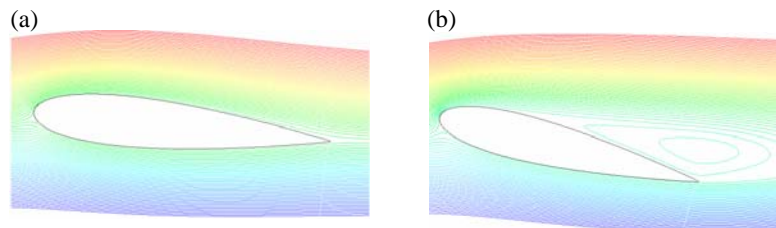
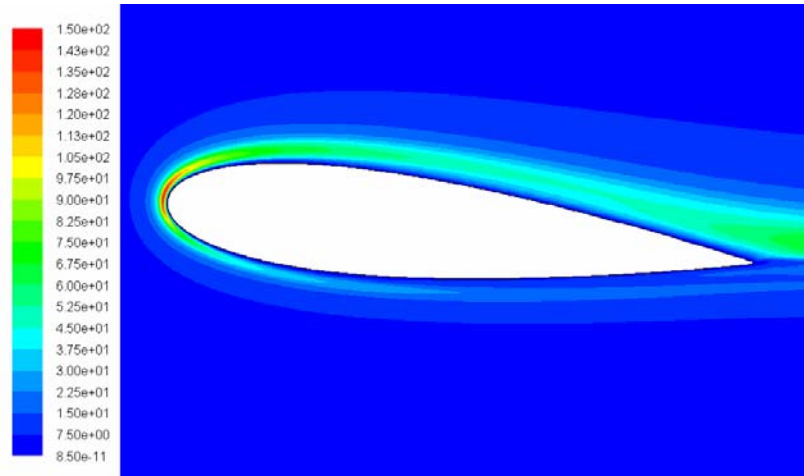


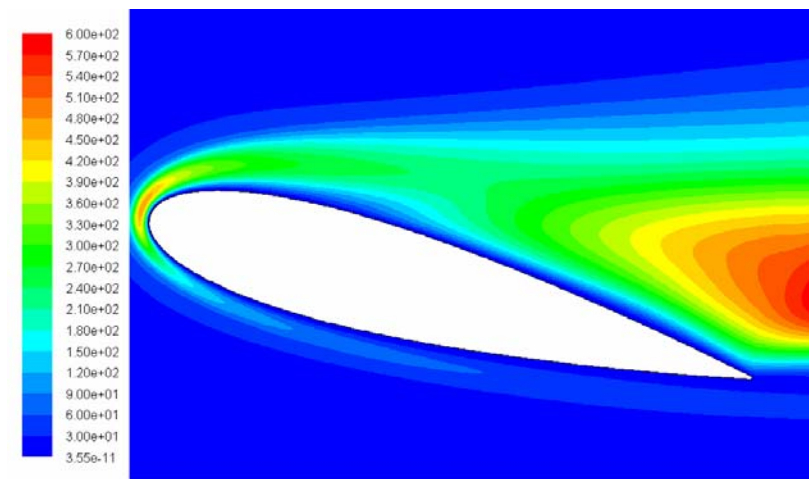
Figura 8 – Função Corrente para (a) 6° ; e (b) 15° .

Uma possível explicação para o fato da simulação numérica não ter conseguido capturar a separação à 6 graus pode ser visualizada na Fig. 9, através da razão entre a viscosidade turbilhonar e a viscosidade molecular. Nessa mesma figura, nota-se que a viscosidade turbilhonar do modelo chega a ser 150 vezes maior do que a viscosidade laminar na região

que precede o que deveria ser o ponto de separação (mostrado na Fig. 5). Embora no caso de AOA=15 graus, uma razão ainda maior seja observada, o gradiente de pressão adverso é tão intenso, que mesmo essa elevada taxa de mistura não é suficiente para evitar a separação. Observa-se ainda a extensa região de esteira formada atrás do aerofólio a 15 graus, após a separação da camada limite.



(a)



(b)

Figura 9 – Razão entre viscosidade turbilhonar e viscosidade molecular para (a) 6 e (b) 15 graus.

A Figura 10 mostra os contornos de energia cinética turbulenta para 15 graus, onde se pode notar a maior intensidade turbulenta na camada cisalhante livre, onde se observa as maiores taxas de cisalhamento.

A Figura 11 ilustra o campo de pressão, e ajuda a entender o motivo de se evitar a todo custo a separação da camada limite: observa-se uma vasta região de baixa pressão em toda

região descolada, o que provoca não só a perda da sustentação, como também o aumento do arraste.

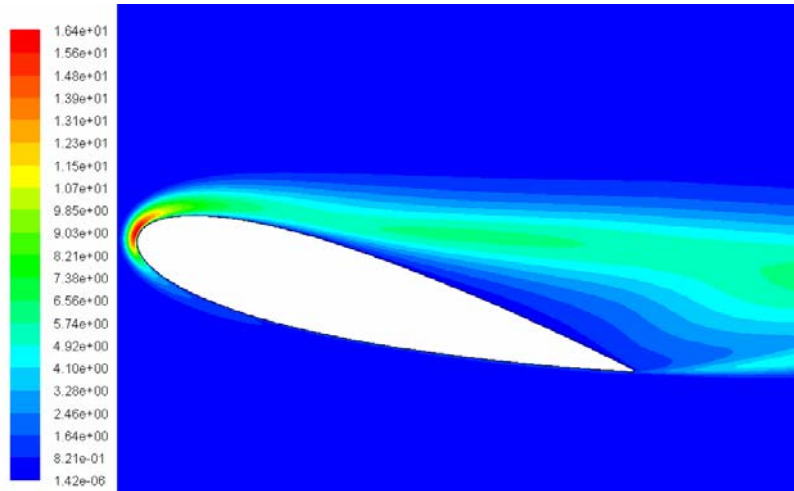


Figura 10 – Energia Cinética turbulenta para 15 graus.

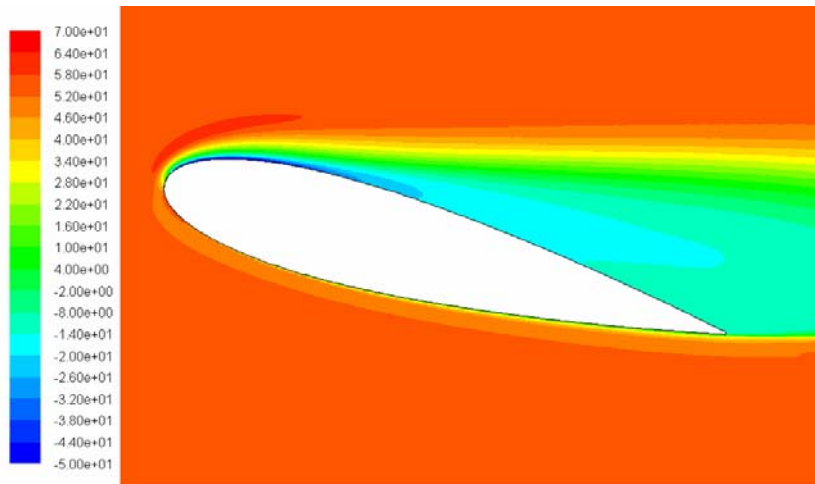


Figura 11 – Energia Cinética turbulenta para 15 graus.

Conclusões

Os resultados deste trabalho, sob o ponto de vista quantitativo apontam para graves defeitos nas modelagens RANS. Um cuidadoso estudo de malha e esquemas numéricos, envolvendo uma minuciosa validação da malha utilizada, afastou qualquer outra hipótese plausível para explicar as discordâncias em relação aos dados experimentais. Havendo-se afastado a possibilidade de malha inapropriada e esquema numérico inadequado, atribuiu-se à modelagem turbulenta os problemas observados nos perfis de velocidade média e coeficiente de pressão.

Os resultados obtidos, apesar de qualitativamente satisfatórios, apontam para a necessidade de se utilizar modelagens numéricas mais sofisticadas para escoamentos turbulentos, tal como as Simulações de Grandes Escalas (LES), o que será feito nesta segunda

fase do projeto, e se beneficiará de todo o estudo de geometria e malha computacional já realizado nesse trabalho.

Referências

Cazalbou, J.B., Spalart, P.R., Bradshaw, P., 1993, “On the Behavior of 2-Equation Models at the Edge of a Turbulent Region”, *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 5, pp. 1797-1804.

Dacles-Mariani, J., Zilliac, G.G., Bradshaw, P., Chow, J.S., 1995, “Numerical/Experimental Study of a Wingtip Vortex in the Near Field”, *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 9, pp. 1561-1568.

Leonard, B.P., 1979, “A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation” *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol. 19 pp.59-98.

Menter, F. R., 1992, “Influence of Freestream Values on $k-\omega$ Turbulence Model Predictions”, *AIAA Journal*, Vol. 30, No. 6, pp. 1657-1659.

Menter, F. R., 1994, “Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications”, *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605.

Menter, F. R., Kuntz, M., Langtry, R., 2003, “Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model”, *Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*, pp. 625-632.

NAKANO, T., FUJISAWA, N., OGUMA, Y., TAKAGI, Y., LEE, S., Experimental study on flow and noise characteristics of NACA0018 airfoil, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 95, pp. 511-531, 2007.

PATANKAR, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, N.Y., 1980.

POPE, S. B., *Turbulent Flows*. Cambridge, 2000.

SPALART, P. R., Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol., 21, pp. 252-263, 2000.