

Estudos de Escoamentos Turbulentos Utilizando o Modelo de Baldwin e Lomax e Comparaçāo entre Algoritmos Explícitos e Implícitos

Edisson Sávio de Góes Maciel – Universidade Federal de Pernambuco, Departamento de Energia Nuclear, edissonsavio@yahoo.com.br.

Nide Geraldo do Couto Ramos Fico Júnior – Centro Técnico Aeroespacial, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, nide@aer.ita.cta.br.

Resumo. O presente trabalho aplica as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds aos problemas dos escoamentos transônicos em um bocal convergente-divergente e em um aerofólio NACA 0012. O modelo de Baldwin e Lomax é utilizado para descrever os efeitos da turbulência nas propriedades do escoamento. Três algoritmos são usados: o esquema explícito de MacCormack; o esquema de Pulliam e Chaussee; e o esquema de Jameson, Schmidt e Turkel. Os resultados obtidos pelos esquemas apresentam boa comparação para os casos laminar e turbulento. No problema do aerofólio, os coeficientes aerodinâmicos têm seus valores maximizados no caso turbulento. No geral, os esquemas de MacCormack e Jameson, Schmidt e Turkel apresentam soluções melhores.

Palavras-chave: Equações de Navier-Stokes, Métodos numéricos estruturados, Escoamentos laminar e turbulento, Modelo algébrico de Baldwin e Lomax, Problemas do bocal e do aerofólio.

1. INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de projetos aeronáuticos e aeroespaciais requer horas de ensaio em túneis de vento. Devido ao custo crescente da energia elétrica é preciso minimizar tais procedimentos. No Brasil, existe ainda a agravante deste não possuir túneis de vento de grande porte, capazes de gerar escoamento supersônico ou mesmo subsônico alto. Logo, técnicas de Dinâmica dos Fluidos Computacional têm hoje grande destaque no cenário da indústria aeronáutica. Analogamente aos ensaios em túneis de vento, os métodos numéricos determinam propriedades físicas em pontos discretos do domínio. Assim, os coeficientes aerodinâmicos podem ser calculados.

Atualmente, a Dinâmica dos Fluidos Computacional se apóia em três áreas: geração de malha, desenvolvimento de algoritmos e modelagem de turbulência. Neste trabalho, foram enfocadas duas áreas: algoritmo de solução e modelagem da turbulência. Logo, as equações de Navier-Stokes com média de Reynolds são aplicadas aos problemas dos escoamentos transônicos em um bocal convergente-divergente e em um aerofólio NACA 0012. O modelo de Baldwin and Lomax (1978) é usado para descrever os efeitos da turbulência nas propriedades do escoamento. São usados três esquemas para os estudos: MacCormack (1969); Pulliam and Chaussee (1981); e Jameson, Schmidt and Turkel (1981). As soluções obtidas evidenciam resultados bons.

2. DISCRETIZAÇÃO ESPACIAL E TEMPORAL

2.1. FORMULAÇÃO DIFERENCIAL – MÉTODO DE DIFERENÇAS FINITAS

As equações de Navier-Stokes com média de Reynolds em forma conservativa e diferencial são $\partial \bar{Q} / \partial \tau + \partial (\bar{E}_e - \bar{E}_v) / \partial \xi + \partial (\bar{F}_e - \bar{F}_v) / \partial \eta = 0$, em que \bar{Q} é o vetor de variáveis conservadas para um sistema ξ e η ; \bar{E}_e , \bar{F}_e , \bar{E}_v e \bar{F}_v são vetores de fluxo; e τ , ξ e η são coordenadas generalizadas.

$$\bar{Q} = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad \bar{E}_e = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho U \\ \rho uU + p\xi_x \\ \rho vU + p\xi_y \\ (e+p)U - p\xi \end{pmatrix}, \quad \bar{F}_e = J^{-1} \begin{pmatrix} \rho V \\ \rho uV + p\eta_k \\ \rho vV + p\eta_y \\ (e+p)V - p\eta \end{pmatrix}, \quad \bar{E}_v = J^{-1} \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx}\xi_x + \tau_{xy}\xi_y \\ \tau_{xy}\xi_x + \tau_{yy}\xi_y \\ \beta_x\xi_x + \beta_y\xi_y \end{pmatrix} \text{ e } \bar{F}_v = J^{-1} \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx}\eta_k + \tau_{xy}\eta_y \\ \tau_{xy}\eta_k + \tau_{yy}\eta_y \\ \beta_x\eta_k + \beta_y\eta_y \end{pmatrix}, \quad (1)$$

sendo que:

$$\tau_{xx} = 2(\mu_M + \mu_T) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}(\mu_M + \mu_T) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{xy} = (\mu_M + \mu_T) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \text{ e } \tau_{yy} = 2(\mu_M + \mu_T) \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}(\mu_M + \mu_T) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2)$$

$$\beta_x = \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \gamma \left(\frac{\mu_M}{Prd_M} + \frac{\mu_T}{Prd_T} \right) \frac{\partial e_i}{\partial x}, \quad \beta_y = \tau_{xy}u + \tau_{yy}v + \gamma \left(\frac{\mu_M}{Prd_M} + \frac{\mu_T}{Prd_T} \right) \frac{\partial e_i}{\partial y}, \quad u_x = u_\xi \xi_x + u_\eta \eta_x \text{ e } u_y = u_\xi \xi_y + u_\eta \eta_y; \quad (3)$$

$$v_x = v_\xi \xi_x + v_\eta \eta_x, \quad v_y = v_\xi \xi_y + v_\eta \eta_y, \quad (e_i)_x = \left[\frac{e - u^2 + v^2}{\rho} \right] \xi_x + \left[\frac{e - u^2 + v^2}{\rho} \right] \eta_x \text{ e } (e_i)_y = \left[\frac{e - u^2 + v^2}{\rho} \right] \xi_y + \left[\frac{e - u^2 + v^2}{\rho} \right] \eta_y, \quad (4)$$

sendo ρ a densidade; u e v as componentes Cartesianas do vetor velocidade; e a energia total; e_i a energia interna; p a pressão estática; τ 's as tensões viscosas; μ_M a viscosidade molecular; μ_T a viscosidade turbulenta; γ a razão entre calores específicos; Prd_M o número de Prandtl molecular; e Prd_T o número de Prandtl turbulento. Jacobiano, termos de métrica e componentes contravariantes estão em Pulliam and Steger (1980). Para o bocal, as equações de Navier-Stokes são adimensionalizadas em relação às propriedades de estagnação e para o aerofólio em relação às propriedades de escoamento livre. Detalhes em Maciel and Azevedo (2001). O número de Reynolds é definido por $Re = \rho u_{REF} l / \mu_M$, sendo l um comprimento característico da geometria e u_{REF} a velocidade característica do escoamento. O sistema matricial de equações de Navier-Stokes é fechado com a equação de estado $p = (\gamma - 1)[e - 0,5\rho(u^2 + v^2)]$.

2.1.1. ESQUEMA NUMÉRICO DE PULLIAM AND CHAUSSEE (1981)

As equações de Navier-Stokes são discretizadas no espaço com operadores centrados. Em seguida, são discretizadas no tempo com Euler implícito e, após linearização local por série de Taylor, são resolvidas pelo esquema de Beam and Warming (1978). Tem-se, então, $L_\eta L_\xi \Delta_t \bar{Q}^n = R_\eta + R_\xi$, com $L_\xi = I + \Delta t_{i,j} \delta_\xi \hat{A}_{i,j} - D_{\xi_i}$, $L_\eta = I + \Delta t_{i,j} \delta_\eta \hat{B}_{i,j} - D_{\eta_i}$, $R_\xi = -\Delta t_{i,j} \delta_\xi \bar{E}_{e,i,j}^n + \Delta t_{i,j} \delta_\xi \bar{E}_{v,i,j}^n + D_\xi$, $R_\eta = -\Delta t_{i,j} \delta_\eta \bar{E}_{e,i,j}^n + \Delta t_{i,j} \delta_\eta \bar{E}_{v,i,j}^n + D_\eta$ e $\Delta_t \bar{Q}^n = \bar{Q}^{n+1} - \bar{Q}^n$. $\hat{A}_{i,j}^n$ e $\hat{B}_{i,j}^n$ surgem no processo de linearização (Pulliam and Steger, 1980). D_ξ , D_{η_i} , D_ξ e D_η são operadores de dissipação para estabilidade. São compostos por termos de diferença segunda (ondas de choque) e de diferença quarta (desacoplamento de soluções). O modelo não linear de Pulliam (1986) foi empregado.

É verificado que: $T_\xi^{-1} \hat{A} T_\xi = \lambda_\xi$ e $T_\eta^{-1} \hat{B} T_\eta = \lambda_\eta$ (T , T^{-1} e λ descritas em Pulliam and Chaussee, 1981).

$(T_\xi T_\xi^{-1} + \Delta t \delta_\xi T_\xi \lambda_\xi T_\xi^{-1})_{i,j}^n (T_\eta T_\eta^{-1} + \Delta t \delta_\eta T_\eta \lambda_\eta T_\eta^{-1})_{i,j}^n \Delta_t \bar{Q}^n = (R_\eta + R_\xi)_{i,j}^n$ representa o esquema de Beam and Warming (1978) sem termos de dissipação no lado esquerdo. O operador final é escrito como $(T_\xi)_{i,j}^n (I + \Delta t \delta_\xi \lambda_\xi)_{i,j}^n (\hat{N})_{i,j}^n (I + \Delta t \delta_\eta \lambda_\eta)_{i,j}^n (T_\eta^{-1})_{i,j}^n \Delta_t \bar{Q}^n = (R_\eta + R_\xi)_{i,j}^n$ (\hat{N} descrita em Maciel and Azevedo, 1998). Dissipação de diferença quarta no lado esquerdo define o esquema de Pulliam and Chaussee (1981) (solução em Maciel and Azevedo, 1998). D_{ξ_i} , D_{η_i} , D_ξ e D_η estão em Pulliam and Chaussee (1981).

2.2. FORMULAÇÃO INTEGRAL – MÉTODO DE VOLUMES FINITOS

A equação $\partial/\partial t \int_V Q dV + \int_S \vec{F} \bullet \vec{n} dS = 0$ define as equações de Navier-Stokes em forma integral e conservativa. Nesta equação, Q é escrito para um sistema Cartesiano, V é o volume de uma célula,

\vec{n} é o versor a cada face de fluxo, S é a área de fluxo e \vec{F} representa a soma dos vetores de fluxo.

$$Q = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \vec{F} = (E_e - E_v) \vec{i} + (F_e - F_v) \vec{j}, E_e = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{pmatrix}, E_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v - q_x \end{pmatrix}, F_e = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{pmatrix}, F_v = \frac{1}{Re} \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{xy}u + \tau_{yy}v - q_y \end{pmatrix}; \quad (5)$$

$$q_x = \gamma \left(\frac{\mu_M}{Prd_M} + \frac{\mu_T}{Prd_T} \right) \frac{\partial e_i}{\partial x}, q_y = \gamma \left(\frac{\mu_M}{Prd_M} + \frac{\mu_T}{Prd_T} \right) \frac{\partial e_i}{\partial y}, (e_i)_x = [e/\rho - 0,5(u^2 + v^2)]_x \text{ e } (e_i)_y = [e/\rho - 0,5(u^2 + v^2)]_y. \quad (6)$$

Os gradientes de u e v na Eq. (2) e de e_i na Eq. (6) são calculados em Long, Khan and Sharp (1991). Usando volumes finitos e aplicando o teorema de Green às equações de Navier-Stokes, tem-se:

$$\partial Q_{i,j} / \partial t = -1/V_{i,j} \int_S (\vec{F} \bullet \vec{n})_{i,j} dS_{i,j}. \quad (7)$$

Cada célula é definida pelos nós (i,j) , $(i+1,j)$, $(i+1,j+1)$ e $(i,j+1)$. A discretização espacial fornece:

$$dQ_{i,j}/dt = -1/V_{i,j} \left[(\vec{F} \bullet \vec{S})_{i,j-1/2} + (\vec{F} \bullet \vec{S})_{i+1/2,j} + (\vec{F} \bullet \vec{S})_{i,j+1/2} + (\vec{F} \bullet \vec{S})_{i-1/2,j} \right]. \quad (8)$$

As áreas de fluxo e volumes das células têm expressões definidas em Maciel and Azevedo (2001).

2.2.1. ESQUEMA NUMÉRICO DE MACCORMACK (1969)

Discretizando a Eq. (8) no tempo: $Q_{i,j}^{n+1} = Q_{i,j}^n - \Delta t / V_{i,j} \left[(P \cdot S)_{i,j-1/2} + (P \cdot S)_{i+1/2,j} + (P \cdot S)_{i,j+1/2} + (P \cdot S)_{i-1/2,j} \right]^n$.

MacCormack (1984) sugere o emprego de versores de área normalizados s_x e s_y , definidos em Maciel and Azevedo (2001). A equação acima pode ser reescrita para:

$$(P \cdot S)_{i,j-1/2} = -(E_e - E_v)s_x + (F_e - F_v)s_y \Big|_{i,j-1/2} \|S\|_{i,j-1/2}, \quad (9)$$

$$(P \cdot S)_{i,j+1/2} = (E_e - E_v)s_x + (F_e - F_v)s_y \Big|_{i,j+1/2} \|S\|_{i,j+1/2} \text{ e } (P \cdot S)_{i-1/2,j} = -(E_e - E_v)s_x + (F_e - F_v)s_y \Big|_{i-1/2,j} \|S\|_{i-1/2,j}. \quad (10)$$

Um passo preditor é determinado com termos de fluxo calculados com propriedades da célula avançada em relação à interface de fluxo. Um passo corretor usa propriedades da célula recuada. Passo preditor:

$$\Delta Q_{i,j}^n = -\Delta t / V_{i,j} \left[-(E_e - E_v)_{i,j} s_{x,i,j-1/2} + (F_e - F_v)_{i,j} s_{y,i,j-1/2} \right] \|S\|_{i,j-1/2} + \left[(E_e - E_v)_{i+1,j} s_{x,i+1/2,j} + (F_e - F_v)_{i+1,j} s_{y,i+1/2,j} \right] \|S\|_{i+1/2,j} + \left[(E_e - E_v)_{i,j+1} s_{x,i,j+1/2} + (F_e - F_v)_{i,j+1} s_{y,i,j+1/2} \right] \|S\|_{i,j+1/2} - \left[(E_e - E_v)_{i,j} s_{x,i-1/2,j} + (F_e - F_v)_{i,j} s_{y,i-1/2,j} \right] \|S\|_{i-1/2,j}; \quad (11)$$

$$Q_{p,i,j}^{n+1} = Q_{i,j}^n + \Delta Q_{i,j}^n; \quad (12)$$

Passo corretor:

$$\Delta Q_{c,i,j}^{n+1} = -\Delta t / V_{i,j} \left[-(E_e - E_v)_{p_{i,j}-1} s_{x,i,j-1/2} + (F_e - F_v)_{p_{i,j}-1} s_{y,i,j-1/2} \right] \|S\|_{i,j-1/2} + \left[(E_e - E_v)_{p_{i,j}} s_{x,i,j+1/2} + (F_e - F_v)_{p_{i,j}} s_{y,i,j+1/2} \right] \|S\|_{i,j+1/2} - \left[(E_e - E_v)_{p_{i-1,j}} s_{x,i-1/2,j} + (F_e - F_v)_{p_{i-1,j}} s_{y,i-1/2,j} \right] \|S\|_{i-1/2,j}; \quad (13)$$

$$Q_{i,j}^{n+1} = 0,5 \left(Q_{i,j}^n + Q_{p,i,j}^{n+1} + \Delta Q_{c,i,j}^{n+1} \right) \quad (14)$$

2.2.2. ESQUEMA NUMÉRICO DE JAMESON, SCHMIDT AND TURKEL (1981)

A discretização espacial proposta pelos autores é centrada com segunda ordem. A introdução de um operador de dissipação “D” é necessária. A Eq. (8) é reescrita como $dQ_{i,j}/dt = -1/V_{i,j} [C(Q_{i,j}) - D(Q_{i,j})]$, com $C(Q_{i,j})$ sendo o vetor de fluxo discreto da Eq. (7). $C(Q_{i,j})$ está definido em Maciel and Azevedo (2001). “D” é dado por $D(Q_{i,j}) = d^{(2)}(Q_{i,j}) - d^{(4)}(Q_{i,j})$, com $d^{(2)}(Q_{i,j}) = \sum_{k=1}^3 0,5 \varepsilon_{i,j,k}^2 (V_{i,j}/\Delta t_{i,j} + V_k/\Delta t_k)(Q_k - Q_{i,j})$ e $d^{(4)}(Q_{i,j}) = \sum_{k=1}^3 0,5 \varepsilon_{i,j,k}^4 (V_{i,j}/\Delta t_{i,j} + V_k/\Delta t_k)(\nabla^2 Q_k - \nabla^2 Q_{i,j})$, em que “k” representa a célula vizinha. ε ’s e $\nabla^2 Q_{i,j}$, bem como o emprego de $d^{(2)}$ e $d^{(4)}$ nas fronteiras, estão em Maciel and Azevedo (2001). A integração temporal usa um método de Runge-Kutta, segunda ordem, explícito e cinco estágios, definido em Jameson and Mavriplis (1986).

3. MODELO DE TURBULÊNCIA DE BALDWIN AND LOMAX (1978)

O problema da simulação turbulenta está no cálculo da tensão de Reynolds. Expressões envolvendo flutuações de velocidade, oriundas do processo de média, representam seis novas incógnitas. Porém, o número de equações permanece o mesmo e o sistema não é fechado. A função da modelagem é desenvolver aproximações para estas correlações. Neste trabalho, o modelo de Baldwin and Lomax (1978) foi usado. Para o cálculo da viscosidade turbulenta, a camada limite é dividida em interna e externa. Na camada interna, $\mu_{Ti} = \rho l_{mis}^2 \|\omega\|$ e $l_{mis} = \kappa (1 - e^{-y^+/\alpha_0})$. Na camada externa, $\mu_{Te} = \rho \alpha C_{cp} F_{estrela} F_{Kleb}(y, y_{max}/C_{Kleb})$, com $F_{estrela} = \text{MIN}[y_{max} F_{max}; C_{wk} y_{max} U_{dif}^2 / F_{max}]$ e $F_{max} = 1/\kappa \left[\text{MAX}_y [l_{mis} \|\omega\|] \right]$. Assim, y_{max} é o valor de y para o qual $l_{mis} \|\omega\|$ atinge o seu valor máximo e l_{mis} é o comprimento de mistura de Prandtl. Os valores das constantes são: $\kappa = 0,4$, $\alpha = 0,0168$, $\alpha_0^+ = 26$, $C_{cp} = 1,6$, $C_{Kleb} = 0,3$ e $C_{wk} = 1$. F_{Kleb} é a função de intermitência de Klebanoff dada por $F_{Kleb}(y) = [1 + 5,5(C_{Kleb}y/y_{max})^6]^{-1}$, sendo $\|\omega\|$ a magnitude do vetor vorticidade e U_{dif} o valor máximo da velocidade no caso da camada limite. Para camadas de cisalhamento livre, $U_{dif} = (\sqrt{U^2 + V^2 + W^2})_{max} - (\sqrt{U^2 + V^2 + W^2})_{y=y_{max}}$.

4. CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNOS

4.1. CONDIÇÕES INICIAIS

$Q_{i,j} = \{1 \ 0 \ 0 \ (\gamma+1)/(2\gamma(\gamma-1))\}^T$, no domínio exceto a saída; e $Q_{i,j} = \{1/3 \ 0 \ 0 \ (\gamma+1)/(6\gamma(\gamma-1))\}^T$, na saída, definem a inicialização para o bocal. Para o aerofólio, $Q_{i,j} = \{1 \ M_\infty \cos\theta \ M_\infty \sin\theta \ 1/(\gamma(\gamma-1)) + 0,5M_\infty^2\}^T$ é usado, sendo M_∞ o número de Mach de escoamento livre e α o ângulo de ataque do escoamento.

4.2. CONDIÇÕES DE CONTORNOS

(a) Condição de parede: Impõe que as componentes de velocidade nos nós de fronteira sejam iguais a zero (diferenças finitas) ou que nos volumes fantasmais $u_f = -u_{i,j}$ e $v_f = -v_{i,j}$ (volumes finitos). Gradientes de pressão e de temperatura do fluido normais à parede são iguais a zero.

(b) Condição de entrada:

(b.1) Escoamento subsônico: Três propriedades são especificadas e uma extrapolada (Maciel and Azevedo, 1998). Para o bocal, a componente de velocidade “u” sofre extrapolação de ordem zero e densidade e pressão são determinadas por expressões isentrópicas. A componente de velocidade “v” é determinada pela geometria e a energia total é calculada pela equação de estado. Para o aerofólio, a pressão é extrapolada. Densidade e componentes de velocidade são fixadas pelos seus valores de escoamento livre. A energia total vem da equação de estado.

- (b.2) Escoamento supersônico: As variáveis conservadas adotam valores de escoamento livre.
- (c) Condição de saída:
- (c.1) Escoamento subsônico: Três propriedades são extrapoladas. A pressão adota seu valor inicial.
- (c.2) Escoamento supersônico: Todas as variáveis são extrapoladas.
- (d) Condição de continuidade: Para o aerofólio, impõe que o vetor de variáveis conservadas, na região do bordo de fuga, seja igual tanto para o intradorso como para o extradorso.

5. RESULTADOS

Testes foram realizados em um microcomputador CELERON-1,1GHz e 256 Mbytes de memória RAM. Resultados convergidos ocorreram para 4 ordens de redução no valor do resíduo máximo. O valor usado para γ foi 1,4. Para ambos os problemas, o ângulo de entrada ou de ataque foi adotado igual a 0,0°. Os números de Prandtl adotaram valores de 0,72 (M) e 0,9 (T).

5.1. PROBLEMA DO BOCAL

Malha algébrica 61x71, com estiramento exponencial de 10% em ambas as direções, foi usada. 4.200 volumes retangulares e 4.331 nós foram utilizados. O número de Reynolds foi estimado em 237.876,7, para altitude de 10.000m e $l = 0,028m$, baseado em dados de Fox and McDonald (1988).

5.1.1. MACCORMACK (1969)

A simulação laminar usou um CFL de 0,6 e o número total de iterações foi de 17.510. No caso turbulento, um CFL de 0,3 foi usado e a convergência ocorreu em 19.398 iterações. Os custos computacionais do esquema de MacCormack (1969) foram 0,000060s (L) e 0,000078s (T).

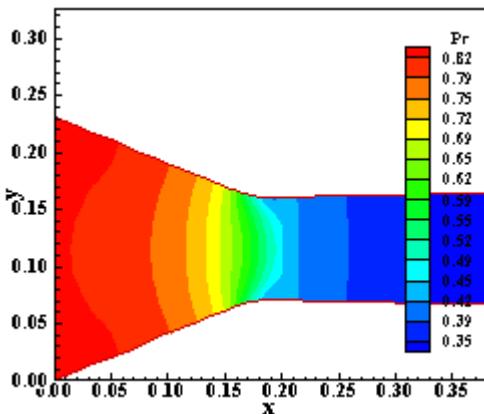


Figura 1 – Campo de pressão (Laminar).

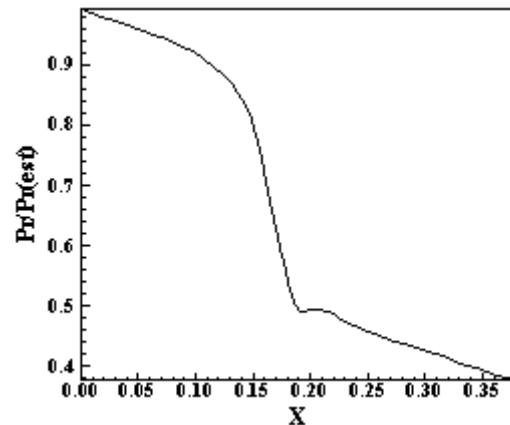


Figura 2 – Pressão na parede (Laminar).

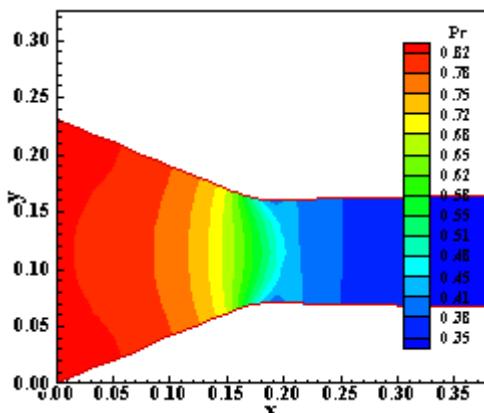


Figura 3 – Campo de pressão (Turbulento).

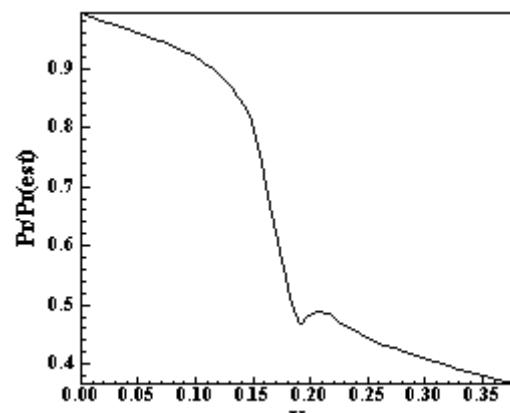


Figura 4 – Pressão na parede (Turbulento).

Como visto nas Figs. 1 e 3, o campo de pressão calculado pela solução turbulenta detecta o choque na garganta, enquanto que a solução laminar não o faz. Nas Figs. 2 e 4, é perceptível que a solução laminar apresenta atenuação do choque, ao contrário da solução turbulenta.

5.1.2. PULLIAM AND CHAUSSEE (1981)

A simulação laminar usou um CFL igual a 52 e o número total de iterações foi de 279. No caso turbulento, o número de CFL usado foi 5 e a convergência ocorreu em 855 iterações. Os custos do esquema de Pulliam and Chaussee (1981) valem 0,000039s (L) e 0,000043s (T).

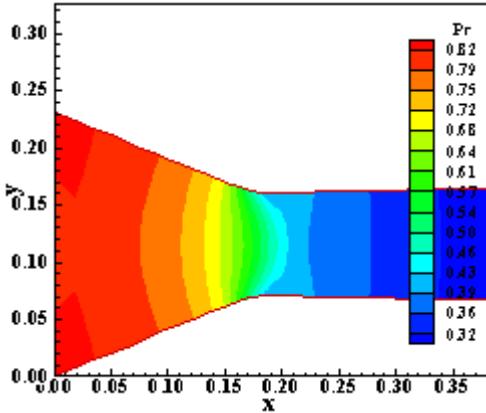


Figura 5 – Campo de pressão (Laminar).

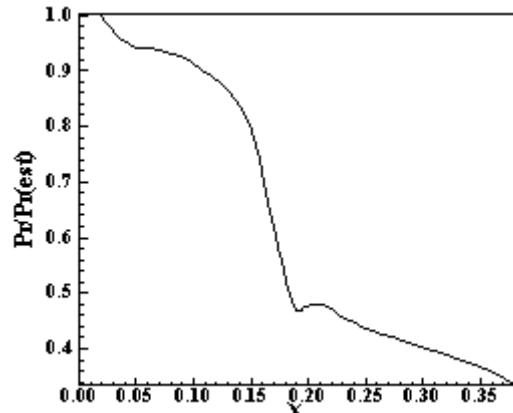


Figura 6 – Pressão na parede (Laminar).

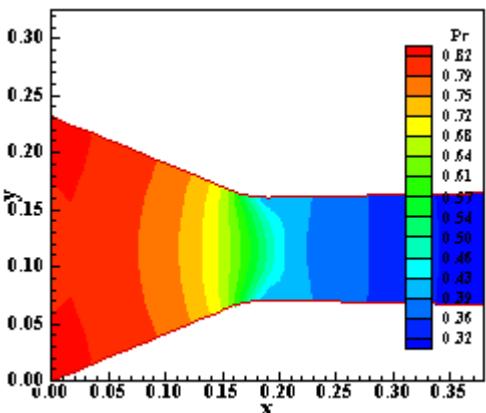


Figura 7 – Campo de pressão (Turbulento).

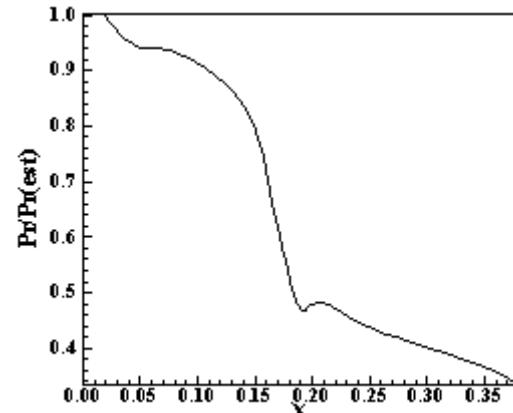


Figura 8 – Pressão na parede (Turbulento).

As Figs. 5 e 7, bem como as Figs. 6 e 8, não apresentam diferenças significativas.

5.1.3. JAMESON, SCHMIDT AND TURKEL (1981)

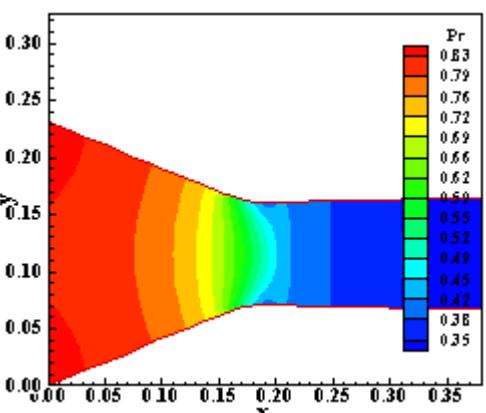


Figura 9 – Campo de pressão (Laminar).

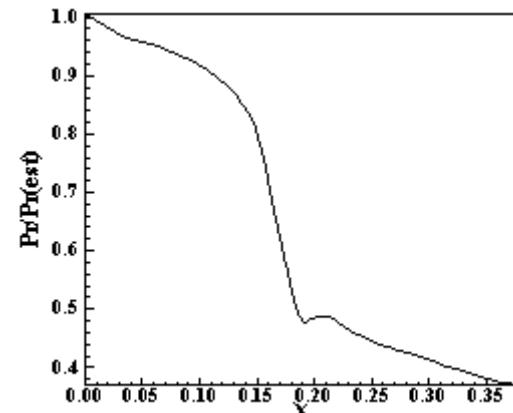


Figura 10 – Pressão na parede (Laminar).

A simulação laminar usou um CFL de 3,3 e o número total de iterações foi de 2.248. No caso turbulento, valores iguais para o CFL e para a convergência foram obtidos. Os custos do esquema de Jameson, Schmidt and Turkel (1981) valem 0,000088s (L) e 0,000030s (T).

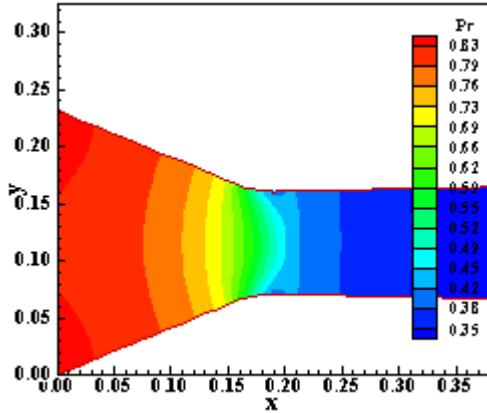


Figura 11 – Campo de pressão (Turbulento).

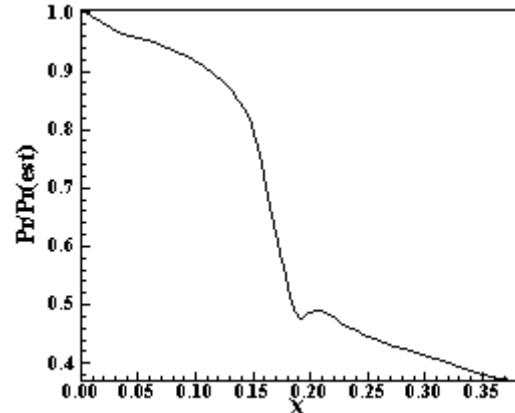


Figura 12 – Pressão na parede (Turbulento).

As Figs. 9 e 11 não apresentam diferenças consideráveis. Contudo, é perceptível pelas Figs. 10 e 12, que o choque da solução turbulenta é levemente mais intenso do que o da solução laminar.

5.2. PROBLEMA DO AEROFÓLIO

Malha algébrica 49×100 , com 10% de estiramento em η . Usaram-se 4.752 volumes e 4.900 nós. O contorno distante foi colocado a 10 cordas do bordo de ataque. O Mach de escoamento livre foi 0,8 e o número de Reynolds foi estimado em 815.577,2, para a altitude de 10.000m e $l = 0,12\text{m}$.

5.2.1. MACCORMACK (1969)

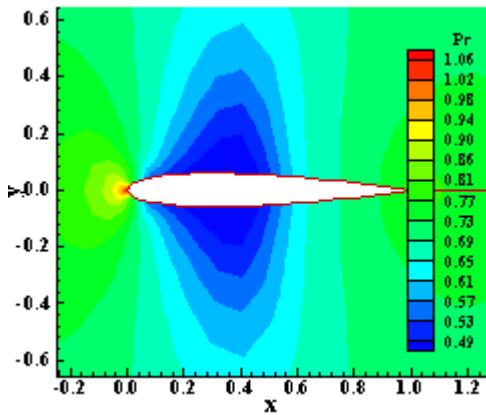


Figura 13 – Campo de pressão (Laminar).

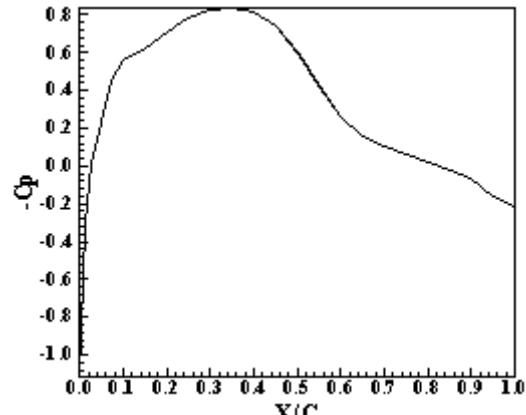


Figura 14 – $-C_p$ sobre o aerofólio (Laminar).

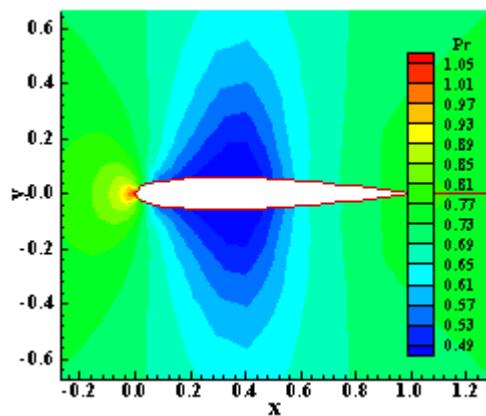


Figura 15 – Campo de pressão (Turbulento).

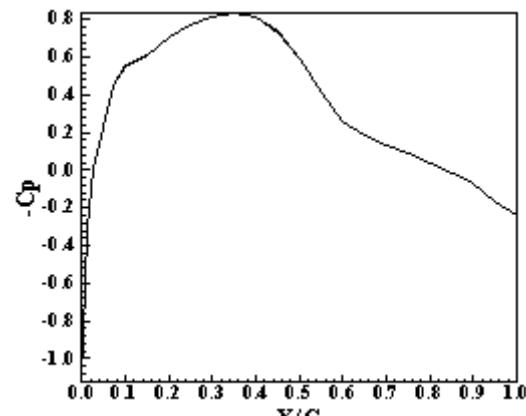


Figura 16 – $-C_p$ sobre o aerofólio (Turbulento).

As Figs. 13 e 15 exibem o campo de pressão em torno do aerofólio, evidenciando um maior espalhamento na solução laminar do que na solução turbulenta. O choque é determinado em 40% da corda em ambos os casos. As Figs. 14 e 16 não apresentam diferenças consideráveis.

A simulação laminar usou um CFL de 0,2 e o número total de iterações foi de 17.218. No caso turbulento, o número de CFL foi igual e a convergência ocorreu em 16.838 iterações. Os coeficientes aerodinâmicos calculados pela solução laminar foram $c_S = -0,00072$ e $c_A = -0,000019$. Para a solução turbulenta, os valores foram: $c_S = -0,0014$ e $c_A = 0,00011$. Assim, a solução turbulenta maximiza estes coeficientes.

5.2.2. PULLIAM AND CHAUSSEE (1981)

A simulação laminar usou um CFL de 37 e o número total de iterações foi de 799. No caso turbulento, o número de CFL foi 5 e a convergência ocorreu em 779 iterações. Como pode ser observado pelas Figs. 17 e 19, o campo de pressão laminar é mais distribuído do que o turbulento. Variações significativas de pressão atingem no caso laminar cerca de 90% da corda, enquanto para o caso turbulento chega a 70%. A posição do choque é diferente, sendo de 50% para o caso laminar e de 40% para o caso turbulento. As Figs. 18 e 20 não apresentam diferenças significativas.

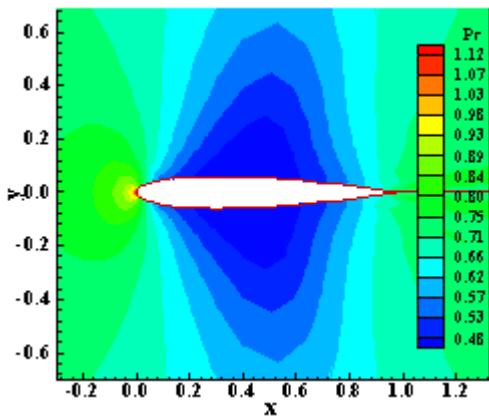


Figura 17 – Campo de pressão (Laminar).

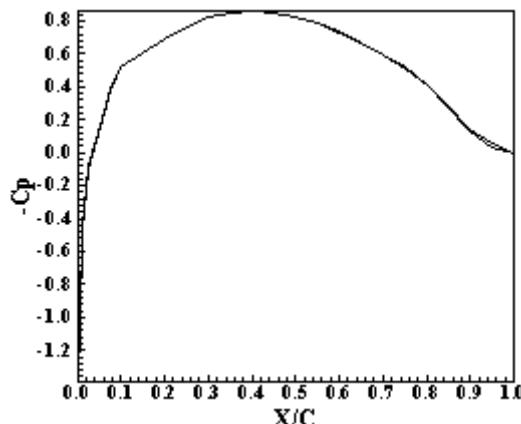


Figura 18 – -Cp sobre o aerofólio (Laminar).

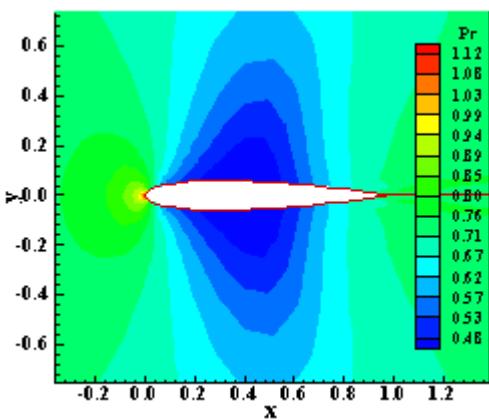


Figura 19 – Campo de pressão (Turbulento).

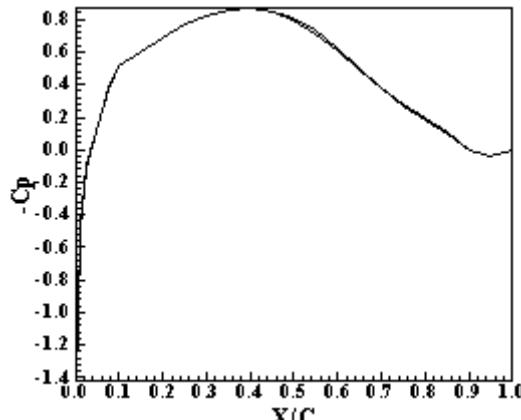


Figura 20 – -Cp sobre o aerofólio (Turbulento).

5.2.3. JAMESON, SCHMIDT AND TURKEL (1981)

A simulação laminar usou um CFL de 0,8 e o número total de iterações foi de 2.432. No caso turbulento, o número de CFL foi de 0,9 e a convergência ocorreu em 2.170 iterações. Os coeficientes aerodinâmicos da solução laminar foram $c_S = -0,0000000043$ e $c_A = -0,000000000038$. Na solução turbulenta, obteve-se: $c_S = -0,0011$ e $c_A = 0,00014$. Estes valores concordam com os obtidos pelo esquema de MacCormack (1969), exibindo maximizações na solução turbulenta.

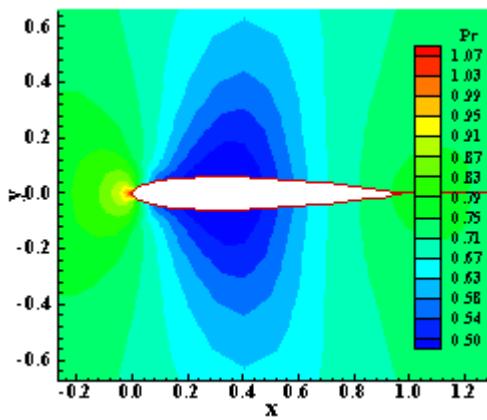


Figura 21 – Campo de pressão (Laminar).

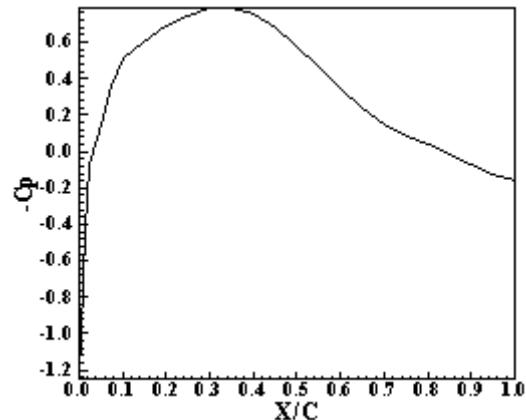


Figura 22 – -Cp sobre o aerofólio (Laminar).

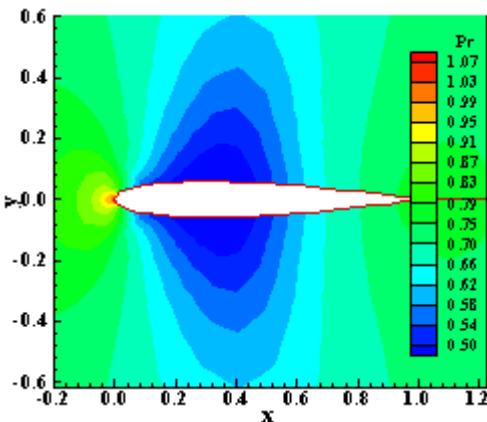


Figura 23 – Campo de pressão (Turbulento).

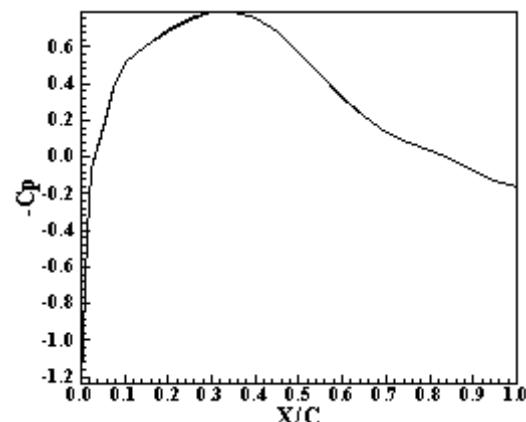


Figura 24 – -Cp sobre o aerofólio (Turbulento).

Nas Figuras 21 e 23, os campos de pressão são idênticos. O choque ocorre em 40% da corda. O mesmo ocorre em relação às Figs. 22 e 24.

6. CONCLUSÕES

No bocal, MacCormack (1969) apresentou campo de pressão laminar que não detectou o choque na garganta, ao contrário do caso turbulento. A distribuição de pressão na parede exibiu atenuação do choque, enquanto o caso turbulento mostrou maior intensidade. Pulliam and Chaussee (1981) não apresentou diferenças significativas. Para ambos os casos, o choque não foi detectado. Jameson, Schmidt and Turkel (1981) exibiu choque mais intenso na distribuição de pressão na parede.

No aerofólio, MacCormack (1969) exibiu maior espalhamento do campo de pressão no caso laminar. Choque é visto em 40% da corda. Pulliam and Chaussee (1981) exibiu campo de pressão mais espalhado no caso laminar. Choque no caso laminar está a 50% e no caso turbulento a 40%. Jameson, Schmidt and Turkel (1981) não exibiu diferenças significativas. Choque está a 40%. Coeficientes aerodinâmicos maximizados no caso turbulento para MacCormack (1969) e Jameson, Schmidt and Turkel (1981).

MacCormack (1969) e Jameson, Schmidt and Turkel (1981) tiveram melhores características na detecção do choque no bocal. No aerofólio, também se apresentaram melhores. O modelo de Baldwin and Lomax (1978) permitiu a detecção do choque no bocal para MacCormack (1969) e reduziu sua atenuação em Jameson, Schmidt and Turkel (1981). No aerofólio, detectou maior concentração de pressão junto à sua superfície para MacCormack (1969) e Pulliam and Chaussee (1981). Corrigiu a posição do choque para Pulliam and Chaussee (1981) e maximizou os coeficientes aerodinâmicos. Seu uso em estudos turbulentos deve ser explorado posteriormente.

7. AGRADECIMENTOS

O primeiro autor agradece ao CNPq sob o no. de processo 304318/2003-5, Bolsa DCR/1F.

8. REFERÊNCIAS

- Baldwin, B.S. and Lomax, H., 1978, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", AIAA Paper 78-257.
- Beam, R. M. and Warming, R. F., 1978, "An Implicit Factored Scheme for the Compressible Navier-Stokes Equations", AIAA Journal, Vol. 16, No. 4, pp. 393-402.
- Fox, R. W. and McDonald, A. T., 1988, "Introdução à Mecânica dos Fluidos", Ed. Guanabara Koogan, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, 632p.
- Jameson, A., Schmidt, W. and Turkel, E., 1981, "Numerical Solution for the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes", AIAA Paper 81-1259.
- Jameson, A. and Mavriplis, D. J., 1986, "Finite Volume Solution of the Two-Dimensional Euler Equations on a Regular Triangular Mesh", AIAA Journal, Vol. 24, No. 4, pp. 611-618.
- Long, L. N., Khan, M. M. S. and Sharp, H. T., 1991, "Massively Parallel Three-Dimensional Euler/Navier-Stokes Method", AIAA Journal, Vol. 29, No. 5, pp. 657-666.
- MacCormack, R. W., 1969, "The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering", AIAA Paper 69-354.
- MacCormack, R. W., 1984, "An Introduction and Review of the Basics of Computational Fluid Dynamics", Lecture Notes, University of Washington, Seattle, Washington, EUA.
- Maciel, E. S. G., and Azevedo, J. L. F., 1998, "Comparação entre Vários Algoritmos Implícitos de Fatoração Aproximada na Solução das Equações de Navier-Stokes", RBCM - Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences, Vol. XX, No. 3, pp. 353-380.
- Maciel, E. S. G., and Azevedo, J. L. F., 2001, "Solution of Aerospace Problems Using Structured and Unstructured Strategies", RBCM-Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences, Vol. XXIII, No. 2, pp. 155-178.
- Pulliam, T. H., 1986, "Artificial Dissipation Models for the Euler Equations", AIAA Journal, Vol. 24, No. 12, pp. 1931-1940.
- Pulliam, T. H., and Chaussee, D. S., 1981, "A Diagonal Form of an Implicit Approximate-Factorization Algorithm", Journal of Computational Physics, Vol. 39, pp. 347-363.
- Pulliam, T. H., and Steger, J. L., 1980, "Implicit Finite-Difference Simulations of the Three-Dimensional Compressible Flows", AIAA Journal, Vol. 18, No. 2, pp. 159-167.

A Numerical Study of Turbulent Flows Using the Baldwin and Lomax Model and Comparing Explicit and Implicit Algorithms

Edisson Sávio de Góes Maciel – Pernambuco Federal University, Nuclear Energy Department, edissonsavio@yahoo.com.br.

Nide Geraldo do Couto Ramos Fico Júnior – Technological Institute of Aeronautics, Aeronautical Engineering Department, nide@ita.br.

Abstract. The present work solves the compressible flow over the NACA 0012 airfoil and also along a convergent-divergent nozzle. The flow is modeled by the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations and the famous Baldwin and Lomax turbulence model is used to close the problem. The governing equations are discretized using three different algorithms: the explicit MacCormack, the procedure due to Pulliam and Chaussee and finally the Jameson, Schmidt and Turkel. The results obtained by these approaches describe the explicit MacCormack and the Jameson, Schmidt and Turkel as the best algorithms. For the airfoil problem, the aerodynamics coefficients are higher for the turbulent case as compared with the laminar simulation.

Keywords: Navier-Stokes equations, Numerical structured methods, Laminar and turbulent flows, Baldwin and Lomax algebraic model, Nozzle and airfoil problems.