



CFDS기법을 이용한 난류 유동장 해석

Turbulent flow fields analysis using CFDS scheme

*문성목¹⁾, 이정상¹⁾, 김종암¹⁾, 노오현¹⁾, 홍승규²⁾

S. M. Moon, J. S. Lee, C. Kim, O. H. Rho, S. K. Hong

ABSTRACT

An evaluation of one zero-equation and two one-equation eddy viscosity-transport turbulence closure models as implemented CFDS(Characteristic Flux Difference Splitting) code is presented herein. Comparisons of Baldwin-Lomax model as zero-equation and Baldwin-Barth and Spalart-Allmaras model as one-equation are presented for three test cases, first involving the 3 dimensional supersonic flow at $M=1.98$ over tangent ogive cylinder, second involving the 2 dimensional transonic flow at $M=0.79$ over RAE 2822 airfoil, third involving the 3 dimensional transonic flow at $M=0.84$ over ONERA M6 wing. The numerical results of CFDS code will also be examined through direct comparison with experimental data.

1. 서론

지난 10년 동안 소개된 몇몇 1-방정식 난류 모델은 대단위 벡터 및 병렬 슈퍼컴퓨터의 출현과 CFD(Computational Fluid Dynamics) 수치 알고리즘의 발전과 더불어 복잡한 3차원 형상을 갖는 물체주위의 유동장을 보다 정확하고 효율적인 예측을 가능하게 하였다. 이미 선진국은 형상설계 도구로서 CFD의 효용성을 높여가고 있으며, 이러한 시점에서 넓은 영역의 유동 범위와 고속, 고양각의 유동조건에서 발생하는 강한 충격파와 넓은 유동 박리영역을 안정적이면서 정확하게 예측할 수 있는 난류 모델은 필수 불가결한 결론이라고 할 수 있다. 특히 난류 유동장을 해석하기 위한 수단으로써 1개의 전달 방정식만으로 와점성 계수를 구하려는 개념은 1960년대 말 Nee 등[1]에 의해 처음 고안되었으며, 벽면에서의 난류 계수 교정(near wall calibration)과 와점성 방정식의 효율적인 해법을 통하여 Baldwin-Barth[2]는 실용적인 1-방정식 난류 모델을 개발하였다. 그 후 1-방정식 난류 모델은 Spalart-Allmaras[3], Durbin

-Yang[4], Edward-McRae[5] 등 수많은 연구자들에 의해 기본적인 골격은 유지되면서 복잡한 문제에 훌륭히 적용되었다.

본 연구에서는 지난 10여 년 동안 ADD에서 개발되어온 전산유체해석 CFDS 코드에 1-방정식 난류모델을 적용하여 여러 난류 유동장에 대해서 검증하였다. Roe의 FDS를 근간으로 한 CFDS 기법은 지배방정식을 보존변수에서 특성변수로의 변환을 통하여 경계면에서 특성경계조건 적용을 용이하게 하기 위한 방법이다. 적용된 난류 모델은 대수적 난류 모델인 Baldwin-Lomax 난류 모델[6]과 1-방정식 난류 모델인 Baldwin-Barth, Spalart-Allmaras 난류모델을 이용하여 다양한 난류 유동장에 적용되었다. 각 모델을 비교하기 위해 마하수 1.98 Tangent ogive 실린더 3차원 초음속 유동, 마하수 0.79 RAE 2822 익형 2차원 천음속 유동과 마하수 0.84 ONERA M6 날개 3차원 천음속 유동에 대해서 각각 해석하였으며, 실험치를 통하여 각 난류 모델의 정확성을 파악하였다.

1) 서울대학교 항공우주공학과 (151-742 서울특별시 관악구 신림동 산56-1 Tel : 02-880-1915)

2) 국방과학연구소 (대전시 유성우체국 사서함 35-3)

2. 수치기법

3차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식을 일반화된 곡선 좌표계에 대해 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \widehat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{F}}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{G}}{\partial \eta} + \frac{\partial \widehat{H}}{\partial \phi} \\ & = \sqrt{\gamma} \frac{M_\infty}{Re} \left[\frac{\partial \widehat{F}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{G}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \widehat{H}_v}{\partial \phi} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 \widehat{Q} 는 보존 변수이고, \widehat{F} , \widehat{G} , \widehat{H} 는 비점성 플럭스이며, \widehat{F}_v , \widehat{G}_v , \widehat{H}_v 는 점성 플럭스이다. 그 중 비점성 플럭스는 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} \widehat{Q} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix} & \widehat{G} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + p \eta_x \\ \rho v V + p \eta_y \\ \rho w V + p \eta_z \\ (e+p)V \end{bmatrix} \\ \widehat{F} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + p \xi_x \\ \rho v U + p \xi_y \\ \rho w U + p \xi_z \\ (e+p)U \end{bmatrix} & \widehat{H} &= \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho u W + p \phi_x \\ \rho v W + p \phi_y \\ \rho w W + p \phi_z \\ (e+p)W \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2)$$

CFDS 코드에서는 공간차분 기법으로 풍상차분법(upwind)인 Roe의 플럭스 분할 기법을 기본으로 하고 이의 변형인 Conservative Supra-Characteristic Method(CSCM)[7][8]을 이론적으로 재정립하고 향상시킨 소위 Characteristic Flux Difference Splitting(CFDS) 방법을 사용한다. CFDS 기법은 지배방정식을 보존변수에서 특성변수 또는 원시변수로의 변환을 통하여 궁극적으로 경계면에서 특성경계조건 적용을 용이하게 하기 위한 변환기법을 채택한다.

편의상 1차원 지배방정식을 이산공간(discrete space)에 대해서 나타내면 다음과 같다.

$$J^{-1} \delta Q + \Delta F = 0 \quad (3)$$

여기서 $\Delta F = \overline{M} \overline{T} \overline{\Lambda} \overline{M}^{-1} \overline{T}^{-1} \Delta Q$ 이고 $\overline{\Lambda}$ 의 부호에 따라서 $\overline{\Lambda} = \overline{\Lambda}^+ + \overline{\Lambda}^-$ 로 분리되며, 보존변수 ΔQ 에 대해서 원시변수 $\Delta \tilde{Q}$

와 특성변수 $\Delta \tilde{Q}$ 는 각각 $\Delta \tilde{Q} = \overline{M}^{-1} \Delta Q$ 와 $\Delta \tilde{Q} =$

$$\overline{M}^{-1} \overline{T}^{-1} \Delta Q \text{의 관계가 있다.}$$

이산화된 N-S 방정식은 시간에 대해 후방차분을 취하고 ΔF 의 정의를 N-S 방정식에 적용하여 3차원으로 확장하면 다음과 같은 차분식을 얻을 수 있다.

$$J \frac{\delta Q}{\Delta t} + \tilde{A}^+ \nabla_\xi Q + \tilde{A}^- \Delta_\xi Q + \tilde{B}^+ \nabla_\eta Q \quad (4)$$

$$+ \tilde{B}^- \Delta_\eta Q + \tilde{C}^+ \nabla_\phi Q + \tilde{C}^- \Delta_\phi Q = 0$$

$$Q^{(n+1)} = Q^{(n)} + \delta Q \quad (5)$$

여기서 $\tilde{A} = \overline{M} \overline{T} \overline{\Lambda} \overline{M}^{-1} \overline{T}^{-1}$ 이다.

이는 또한 delta form으로 나타내면

$$\begin{aligned} & \left(\frac{J}{\Delta t} I + \tilde{A}^+ \nabla_\xi + \tilde{A}^- \Delta_\xi + \tilde{B}^+ \nabla_\eta \right. \\ & \left. + \tilde{B}^- \Delta_\eta + \tilde{C}^+ \nabla_\phi + \tilde{C}^- \Delta_\phi \right) \delta Q = RHS \end{aligned} \quad (6)$$

$$RHS = - \left(\tilde{A}^+ \nabla_\xi Q + \tilde{A}^- \Delta_\xi Q + \tilde{B}^+ \nabla_\eta Q \right. \\ \left. + \tilde{B}^- \Delta_\eta Q + \tilde{C}^+ \nabla_\phi Q + \tilde{C}^- \Delta_\phi Q \right) \quad (7)$$

지배방정식에 대한 시간적분은 DDADI AF 기법을 사용하여 다음과 같이 세 단계의 계산을 통하여 δQ 를 계산한다.

$$\begin{aligned} & (- \tilde{A}^+_{j-1}, D, \tilde{A}^-_j) \delta Q^{**} = RHS \\ & (- \tilde{B}^+_{k-1}, D, \tilde{B}^-_k) \delta Q^* = D \delta Q^{**} \\ & (- \tilde{C}^+_{l-1}, D, \tilde{C}^-_l) \delta Q = D \delta Q^* \end{aligned} \quad (8)$$

CFDS 코드에서 경계조건은 특성방정식을 경계면(boundary plane)에서 flux-splitting 방법에 연계(coupling)시키는 방법을 사용한다. 이 코드에서 사용하는 특성방정식의 기본 개념은 N-S 방정식이 내포하고 있는 특성치를 분석하고 이의 특성을 이해하여 계산 경계면에 들어오고 나가는 characteristic (또는 wave)을 일부 사용하고 일부는 모델링을 하여 가능한 한 원래의 N-S 방정식이 갖고 있는 형태를 최대한 활용하여 경계조건의 불확실성을 최소화하는 데 목적이 있다.

본 경계조건의 배경은 1982년 AIAA에 발표

된 Lombard 등[9]의 이론을 근간으로 이를 3차원 code에 확장시킨 것이며 자세한 내용은 참고 문헌[10]을 참조하기 바란다.

3. 난류 모델

CFDS 코드에 적용된 난류 모델은 대수적 난류 모델인 Baldwin-Lomax 난류 모델[6], 1-방정식 난류 모델인 Baldwin-Barth, Spalart-Allmaras 난류 모델이다. 그 중 Baldwin-Lomax 난류 모델은 널리 알려진 모델이고, 실제로 많은 연구자들에 의해 사용되고 있으므로 여기서 자세한 설명은 생략하고자 한다.

3.1 Baldwin-Barth 난류 모델[2]

Baldwin-Barth 1-방정식 난류 모델은 최근 문헌에 소개된 1-방정식 모델 중에서 최초로 나온 모델중 하나이며, 표준 2-방정식 $k-\epsilon$ 난류 모델에서 유도되었다. 여기서 동작변수는 난류 레이놀즈수 R 이다.

$$\frac{DR}{Dt} = (C_{\epsilon_2} f_2 - C_{\epsilon_1}) \sqrt{RP} + \sqrt{\gamma} \frac{M_{\infty}}{Re} \left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_{\epsilon}} \right) \quad (20)$$

$$- \frac{\partial^2 R}{\partial x_j^2} - \sqrt{\gamma} \frac{M_{\infty}}{Re} \frac{1}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_T \frac{\partial R}{\partial x_j} \right)$$

여기서, 우변의 첫 번째 항에서 P 가 생성항이며, 두 번째와 세 번째 항은 소산항이며, 난류 점성계수는 다음과 같이 계산된다.

$$\mu_T = \rho \nu_t \quad (21)$$

여기서 각 항의 상수들과 함수들은 다음과 같이 표현한다.

$$\frac{1}{\sigma_{\epsilon}} = (C_{\epsilon_2} f_2 - C_{\epsilon_1}) \frac{\sqrt{C_{\nu}}}{x^2}, \quad \nu_T = C_{\nu} R D_1 D_2$$

$$D_1 = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right),$$

$$D_2 = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{A_2^+}\right)$$

$$f_2 = \frac{C_{\epsilon_1}}{C_{\epsilon_2}} + \left(1 - \frac{C_{\epsilon_1}}{C_{\epsilon_2}}\right) \left(\frac{1}{xy^+} + D_1 D_2\right) \left\{ \sqrt{D_1 D_2} + \frac{y^+}{\sqrt{D_1 D_2}} \left[\frac{1}{A^+} \exp\left(-\frac{y^+}{A^+}\right) D_2 \right. \right.$$

$$\left. + \frac{1}{A_2^+} \exp\left(-\frac{y^+}{A_2^+}\right) D_1 \right\}$$

$$x = 0.41, \quad C_{\epsilon_1} = 1.2, \quad C_{\epsilon_2} = 2.0, \quad C_{\mu} = 0.09$$

$$A^+ = 26, \quad A_2^+ = 10$$

또한 생성항 P 는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$P = 2\nu_T S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} \nu_T \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right)^2 \quad (22)$$

3.2 Spalart-Allmaras 난류 모델[3]

1-방정식 난류모델 중 가장 최근에 개발된 Spalart-Allmaras 난류 모델은 실험적인 방법과 차원 해석적인 방법에 의해 만들어 졌으며, Baldwin-Barth 모델과 거의 비슷한 형식을 취하고 있으나, 박리작용을 고려한 Trip 항이 첨가되어 있는 것이 특징이다.

Spalart-Allmaras 모델에 대해서 동작변수는 $\tilde{\nu}$ 로 나타내고, 이를 기본방정식의 형태로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = c_{b1} \tilde{S} \tilde{\nu} + \sqrt{\gamma} \frac{Re}{M_{\infty}} \frac{1}{\sigma} \left[\nabla \cdot \left((\nu + (1 + c_{b2}) \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu} - c_{b3} \tilde{\nu} \nabla^2 \tilde{\nu} \right) \right. \\ \left. - \sqrt{\gamma} \frac{Re}{M_{\infty}} \left[c_{w1} f_w \right] \left[-\frac{\tilde{\nu}}{d} \right]^2 \right] \quad (23)$$

우변의 첫 번째 항이 생성항, 두 번째 항이 소산항이며, 세 번째 항이 소멸항이고, 네 번째 항은 trip 항이다. 네 번째 trip 항 및 각 항에서 하첨자 t 가 있는 함수나 상수들은 보통 유동의 박리지점이 잘 알려져 있는 경우에 사용되는 것으로, 그렇지 못한 대부분의 일반적인 계산에서는 생략하여도 무방하다. 본 연구에서도 위의 trip항들과 함수들은 생략하였다. 그리고, 난류 점성계수는 다음과 같이 계산된다.

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{\mu} \quad (24)$$

여기서, 각 상수들과 함수들을 써 보면 다음과 같다.

$$c_{b1} = 0.1355, \quad c_{b2} = 0.622, \quad \sigma = \frac{2}{3}, \quad x = 0.41$$

$$c_{w1} = \frac{c_{b1}}{x^2} + \frac{(1 + c_{b2})}{\sigma}, \quad c_{w2} = 0.3,$$

$$c_{w3} = 2.0, \quad c_{w2} = 7.1, \quad x \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu}$$

$$f_{v1} = \frac{x^3}{x^3 + c_{v1}}, \quad f_{v2} = 1 - \frac{x}{1 + x f_{v1}}$$

$d \equiv$ distance to the closest wall = minimum distance function

$$\Omega = \sqrt{2 W_{ij} W_{ij}} \quad (25)$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (26)$$

$$\tilde{S} = \Omega + \sqrt{\gamma} \frac{M_\infty}{Re} \frac{\tilde{\nu} f_{v2}}{x^2 d^2} \quad (27)$$

$$r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \left(\sqrt{\gamma} \frac{Re}{M_\infty} \right) x^2 d^2} \quad (28)$$

$$g = r + c_{w2} (r^6 - r) \quad (29)$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + c_{w3} r^6}{g^6 + c_{w3} r^6} \right]^{\frac{1}{6}} \quad (30)$$

여기서 ν = kinematic molecular viscosity이다. Trip항에 관계된 것들도 잠시 언급하면 다음과 같다.

$$c_{t1} = 1, \quad c_{t2} = 2, \quad c_{t3} = 0.3, \quad c_{t4} = 2$$

$$f_{t2} = c_{t3} \exp(-c_{t4} x^2)$$

$$f_{t1} = c_{t1} g_t \exp(-c_{t2} \frac{\omega_t}{\Delta U^2} [d^2 + g_t^2 d_t^2])$$

$$g_t \equiv \min(0.1, \Delta U / \omega_t \Delta x)$$

Δx = grid spacing along the wall at the trip

d_t = distance from the field point to the trip

ΔU = difference between the velocity at field point

4. 결과 및 고찰

4.1 Tangent ogive 실린더 주위의 유동장

우선 3차원 초음속 유동에 대하여 세 가지 난류 모델을 비교하기 위하여 마하수 1.98인

Tangent ogive cylinder 유동에 받음각을 0도에서 10도까지 변화시키면서 해석하였다. 난류 모델의 정확도를 검토하기 위해 흐름방향 벽면 압력계수를 실험치와 비교하였다. 레이놀즈 수는 Tangent ogive cylinder의 직경을 기준으로 4.5×10^5 으로 하였다. Fig. 1은 수치계산을 위하여 사용된 격자계이며 흐름방향으로 41개, 원주방향으로 25개, 벽면에서 수직 방향으로 65개로 구성되어 있으며, 난류 경계층을 포착하기 위해 Y+min이 2이내를 유지할 수 있도록 밀집시켰다. 모델의 길이는 10 caliber이며, 선두부는 tangent ogive형으로 3caliber이다.

Fig. 2는 받음각이 0도일 때 흐름방향으로 벽면 압력계수를 나타낸 것으로, 유동의 박리현상이 두드러지지 않으므로 수치 계산한 결과와 실험치가 거의 일치하는 것을 알 수 있다. 여기서 바람을 받는 쪽(windward side)을 기준으로 θ 값이 0도가 된다. Fig. 3은 받음각이 5도일 때 θ 가 0도일 때와 180도일 때의 벽면 압력계수를 나타내었다. $\theta=0$ 일 때는 세 난류 모델 모두 일치된 결과를 보여주고 있어 쉽게 구분이 되지 않고 있으며, $\theta=180$ 도일 때는 뒷부분으로 갈수록 Baldwin-Lomax 난류모델이 약간 나은 결과를 보여 주고 있다. Fig. 4는 받음각이 10도일 때 벽면 압력계수를 나타냈으며, $\theta=0$ 일 때는 세 모델 모두 일치된 결과를 보여주고 있다. 그리고 바람을 받은 반대방향(leeward side) 즉 $\theta=180$ 도일 때는 유동 박리 현상이 지배적이며 실험치도 다소 불안정한 면을 보이고 있다. 이때의 벽면 압력계수 최저치는 1-방정식 난류 모델이 잘 예측하는 것으로 나타났으며, $x/D=3$ 이후는 Baldwin-Lomax 난류 모델이 더 나은 결과를 보여 주고 있다. Fig. 5는 받음각이 10도인 경우 세 난류 모델에 대한 수렴 곡선을 비교하였다. 1-방정식 난류 모델은 초기 오차값의 10^{-4} 배까지 약 1700번 이내의 반복계산을 필요했지만, Baldwin-Lomax 난류 모델은 약 9200번의 반복계산이 필요하였다. 이로써 유동 박리 현상이 지배적인 유동에서는 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 더 나은 수렴성을 보여 주고 있음을 알 수 있다.

4.2 RAE 2822 익형 주위의 유동장

2차원 천음속 유동장에 대하여 CFDS코드를 검증하기 위해 RAE 2822 익형 주위의 유동에

적용하여 계산한 벽면 압력계수를 실험치와 비교하였다. 유동조건은 받음각 2.79도, 자유류 마하수 0.729, 시위에 기준한 레이놀즈 수 6.5×10^6 이다. Fig. 6은 RAE 2822 익형 주위의 격자계로서 $129 \times 65 \times 5$ 크기의 O형 격자를 적용하였으며, 원방경계는 시위길이의 약 19정도로 확장하였다. 그리고 벽면에서 첫 번째 격자는 시위길이의 1×10^{-5} 크기로 밀집시켰다. 2차원 유동장을 3차원 코드에서 모델링하기 위해 대칭경계조건을 사용하여 3번째 방향으로 5개의 격자를 배치하였다. Fig. 7은 세 가지 난류 모델에 대한 RAE 2822 익형 주위의 압력 선도를 나타내고 있으며, 수치결과들은 Cook [10]이 수행한 실험결과와 함께 비교되었다. Baldwin-Lomax 난류 모델이 다른 두 모델과는 달리 충격파의 위치를 약간 뒤에서 포착하고 있음을 확인할 수 있고, Baldwin-Barth 난류 모델이 충격파를 강하게 포착하고 있다. 세 모델 전부 충격파 이후의 후류 영역으로 갈수록 실험결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 전체적으로 2차원 천음속 유동장에 대해서는 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 더 나은 결과를 보여 주고 있음을 알 수 있다.

4.3 ONERA M6 날개 주위의 유동장

3차원 천음속 유동장에 대해서 세 난류 모델을 비교하기 위해 ONERA M-6 날개 주위의 유동을 해석하였다. 날개의 재원은 앞전 후퇴각이 30도, 종횡비(aspect ratio)가 3.8, 테이퍼비가 0.56 이며 자유류 조건은 마하수 $M_\infty = 0.84$, 날개뿌리시위에 기준한 레이놀즈 수 $Re = 1.47 \times 10^7$, 받음각 3.06 도이다. 이 조건에서의 유동형태는 날개 윗면에 λ 형의 충격파가 형성되는데, 이러한 성질과 잘 알려진 실험치로 인해 수치해석 코드의 검증용 문제로 많이 해석되어 지고 있는 문제이다.

사용된 격자는 Fig. 8과 같이 4개의 block으로 구성되어 있으며 각각의 격자수는 $25 \times 49 \times 33$, $73 \times 49 \times 33$, $73 \times 49 \times 33$, $25 \times 49 \times 33$ 이다. 격자의 1번 block은 날개 후류 아래쪽, 2번은 날개 아래쪽, 3번은 날개 위쪽, 4번은 날개 후류 위쪽 부분에 해당되며, 날개 앞전에서 격자 최소간격은 5.0×10^{-5} 이다.

Fig. 9는 날개의 윗면과 대칭면에서의 압력분

포를 나타낸 것으로서, 날개 윗면에는 λ 형의 충격파가 잘 포착되고 있음을 확인할 수 있다. 이와 같은 현상은 익근쪽에서는 흐름이 가속되어 첫 번째 충격파를 형성한 후 유동이 여전히 초음속 상태에서 재 가속되고, 유동은 다시 두 번째 충격파를 형성하게 되지만 익단으로 갈수록 후퇴와 테이프의 효과 때문에 초음속 포켓(pocket)이 감소되어 하나의 강한 충격파를 형성하기 때문에 나타나는 결과이다.

Fig. 10은 날개의 스펠 방향에서의 압력계수 분포 곡선을 그린 것이다. Fig. 10-(a)은 스펠의 20%에 위치하고 있는 단면의 압력계수 분포이다. 해의 정확도 면에서 모두 비슷한 양상을 보이고 있으며 세 모델 모두 실험치와 비교적 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있다. Fig. 10-(b)은 스펠의 44%에 위치하고 있는 단면의 압력 분포이다. 이 위치에서는 충격파의 형상이 그림에서 보듯 뚜렷한 형태의 두 개가 나오는데, 두 번째 충격파가 나타나기 이전까지는 전반적으로 비슷한 양상을 보이다가, 두 번째 충격파 주위에서는 Baldwin-Lomax 모델이 Baldwin-Barth나 Spalart-Allmaras 보다 충격파를 더 강하게 포착하는 것을 알 수가 있다. 이것은 날개 윗면의 압력 분포를 비교해 보면 확인할 수 있다. Fig. 10-(c)은 스펠의 65%, Fig. 10-(d)은 스펠의 80%, Fig. 10-(e)은 스펠의 90%, Fig. 10-(f)은 스펠의 95%에서의 압력계수 분포 곡선이다. 스펠의 80%지점에서의 압력 분포를 살펴보면 실험치에서는 두 개의 충격파가 존재하는 것으로 나타났으나, 해석해 본 결과 한 개의 충격파만을 예측하였다. 이는 3차원 유동에서 2차원을 예측하지 못한 것에서 연유한 것으로 보여지고 있으며, 대부분의 난류모델들이 난류현상자체가 3차원 현상임에도 불구하고 2차원 유동을 기준으로 모델링하는 데서 생긴 오류라고 여겨진다. 그리고 전반적으로 충격파의 주위에서 Baldwin-Barth나 Spalart-Allmaras 모델이 충격파의 위치에서 실험치나 Baldwin-Lomax 모델보다 앞쪽에 위치하며, 충격파의 강도 또한 조금 약하게 계산하는 것을 확인할 수 있다. 이는 두 가지의 1-방정식 모델이 참고문헌[3]에서 밝힌 바와 같이 충격파에서 경계층의 두께를 조금 더 두텁게 계산하는 것으로 알려져 있으며, 이로써 1-방정식 모델에서의 충격파 위치가 Baldwin-Lomax 모델보다 약간 앞쪽으로 밀리는 것으로 나타났다.

5. 결 론

본 연구에서는 지난 10여 년 동안 ADD에서 개발되어온 CFDS 코드에 1-방정식 난류모델을 적용하였으며, Baldwin-Lomax 난류 모델과의 비교를 통하여 여러 난류 유동장에 대해서 검증하였다. 우선 3차원 초음속 유동에 대해서는 마하수 1.98인 Tangent ogive cylinder주위의 유동을 해석하였으며, 받음각을 0도에서 10도까지 변화시키면서 각 모델의 특성을 살펴보았다. 전반적으로 실험결과와 비교적 잘 일치하는 것으로 나타났으며 유동박리 현상이 지배적인 유동인 받음각 10도에서는 Baldwin-Lomax 난류 모델이 좀 더 나은 결과를 보였다. 하지만 수렴성 면으로 볼 때 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 훨씬 나은 결과를 보여주었다. 2차원 천음속 유동에 대해서 세 난류 모델을 비교하기 위하여 RAE 2822 익형 주위 유동장을 해석하였으며, Baldwin-Lomax 난류 모델이 다른 두 모델보다 충격파 위치를 약간 뒤에서 포착하고 있음을 확인할 수 있었다. 3차원 천음속 유동에 대해서는 ONERA M6 날개 주위의 유동을 해석하였으며, 날개 윗면에서 λ 형의 충격파를 잘 포착하고 있음을 알 수 있었다. Baldwin-Lomax 난류 모델이 다른 두 난류 모델보다 나은 결과를 보여 주고 있음을 알 수 있었고, 충격파를 더 강하게 포착하고 있음을 확인할 수 있었다. 전반적으로 볼 때 세 가지 난류 모델 중에서 Baldwin-Lomax 난류 모델이 실험결과와 비교적 잘 일치하였으며, 수렴성에 있어서는 유동박리현상이 지배적인 유동장에 대해서 1-방정식 난류 모델이 Baldwin-Lomax 난류 모델보다 우수한 성능을 보여 주었다.

참고문헌

- [1] Nee, V. W., and Kovaszny, L. S. G., "Simple Phenomenological Theory of Turbulent Shear Flows," *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 3, 1969, pp.473-484.
- [2] Baldwin, B. S., and Barth, T. J., "A One-Equation Turbulence Transport Model for High Reynolds Number Wall-Bounded Flows," AIAA-91-0610, Jan. 1991.
- [3] Spalart, P. R., and Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," AIAA-92-0439, Jan. 1992.
- [4] Durbin, P. A., and Yang, Z., "A Transport Equation for Eddy Viscosity," *Proceedings of the 1992 Summer Program, Center for Turbulence Research*, 1992, pp. 293-303.
- [5] Edward, J. R., and McRae, D. S., "Nonlinear Relaxation Navier-Stokes Solver for Three-Dimensional, High-Speed Internal Flows," AIAA J., Vol. 31, No. 7, 1993, pp.1222-1228.
- [6] Baldwin, B. S., and Lomax, H., "Thin Layer Approximate and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow," AIAA-78-257, Jan. 1978.
- [7] Lombard, C. K., "CSCM for Splitting the Hyperbolic Systems of Gasdynamics for Real and Perfect Gases," NASA-CR-166307, 1982.
- [8] Lombard, C. K. and Bardina, J., "Multi-Dimensional Formulation of CSCM - An Upwind Flux Difference Eigenvector Split Method for the Compressible Navier-Stokes Equations," AIAA-83-1895, July 1983.
- [9] Lombard, C. K., et al., "CSCM for Splitting the Hyperbolic Systems of Gasdynamics with Computed Boundaries for Real and Perfect Gases," June 1982.
- [10] 홍승규, 이광섭, "Application of Characteristic Boundary Conditions in the Flux-Difference Splitting Framework," *대한기계 학회 '99년도 유체공학부문 춘계학술강연회 강연집*, pp. 141-156, 한양대학교, 1999.5.
- [11] Cook, P. H., McDonald, M. A. and Firmin, M. C. P., *Aerofoil RAE 2822 Pressure Distributions, and Boundary Layer and Wake Measurements*, AGARD AR 138, May 1979, A6-1 to A6-77.

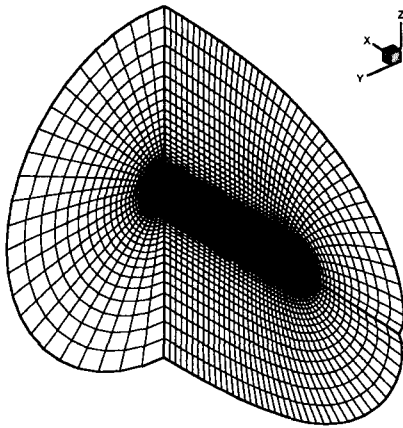
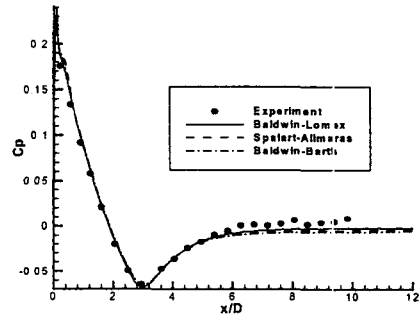


Fig. 1 Tangent ogive cylinder grid
($41 \times 25 \times 65$)



b) $\theta = 180$ deg

Fig. 3 Streamwise surface pressure coefficient of tangent ogive cylinder ($M=1.98$, $AOA=5^\circ$, $Re=4.5 \times 10^5$)

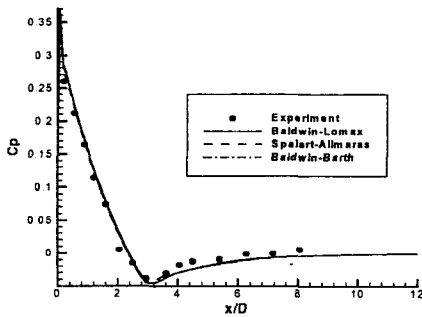
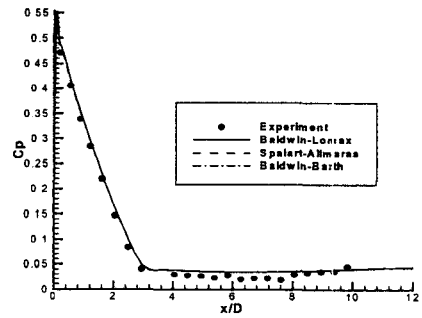
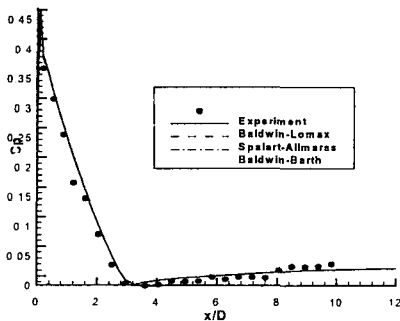


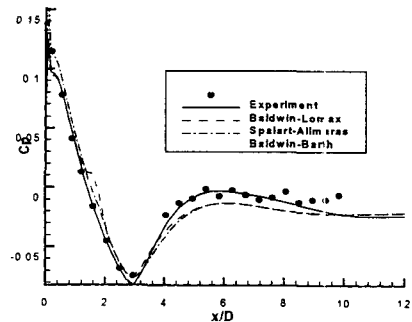
Fig. 2 Streamwise surface pressure coefficient of tangent ogive cylinder at $\theta=0$ deg ($M=1.98$, $AOA=0^\circ$, $Re=4.5 \times 10^5$)



a) $\theta = 0$ deg



a) $\theta = 0$ deg



b) $\theta = 180$ deg

Fig. 4 Streamwise surface pressure coefficient of tangent ogive cylinder ($M=1.98$, $AOA=10^\circ$, $Re=4.5 \times 10^5$)

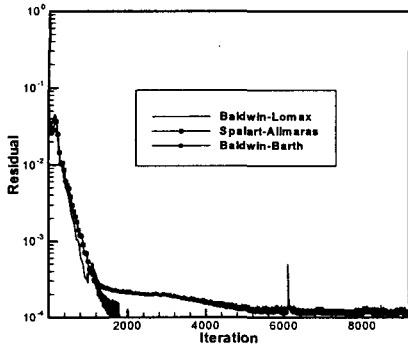


Fig. 5 Convergence history of tangent ogive cylinder at AOA= 10°

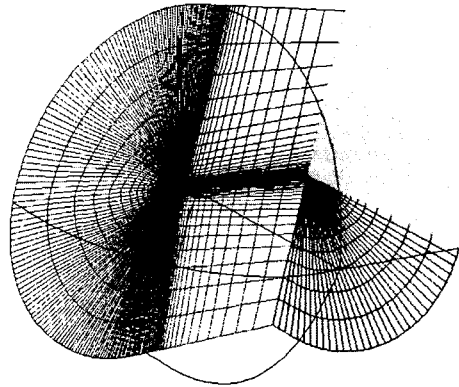


Fig. 8 ONERA M6 wing grid

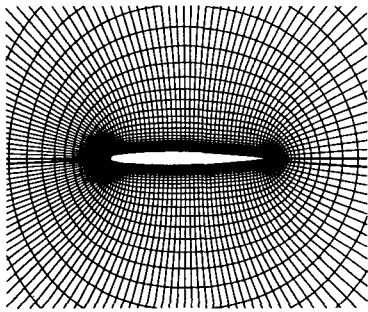


Fig. 6 RAE 2822 airfoil grid (29×65×5)

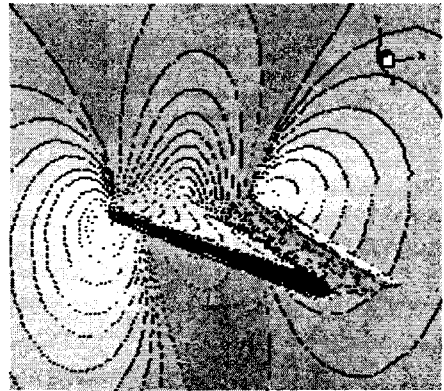


Fig. 9 Pressure contour at the symmetric plane and surface

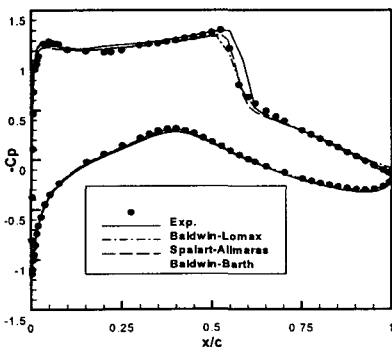
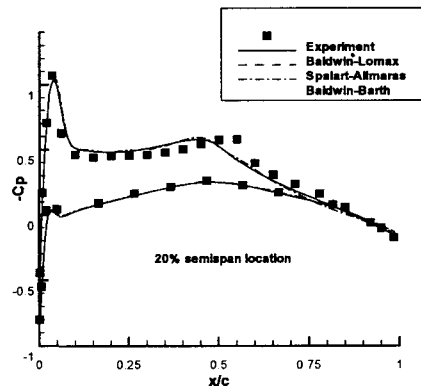
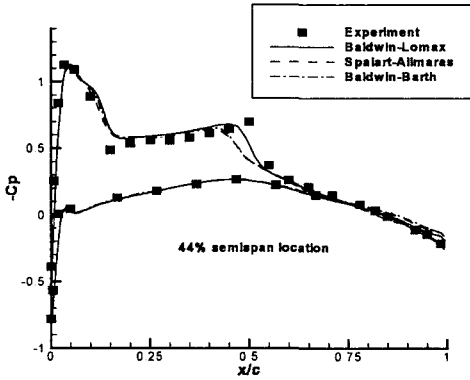


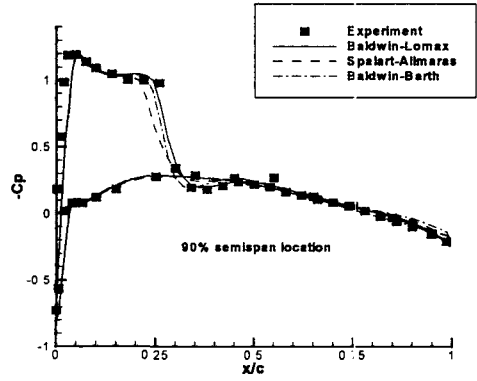
Fig. 7 Surface pressure coefficient of the RAE 2822 airfoil



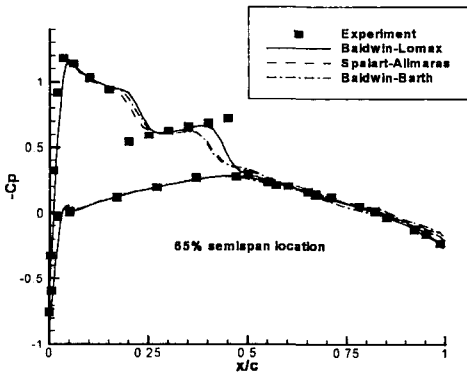
a) 20% semispan location



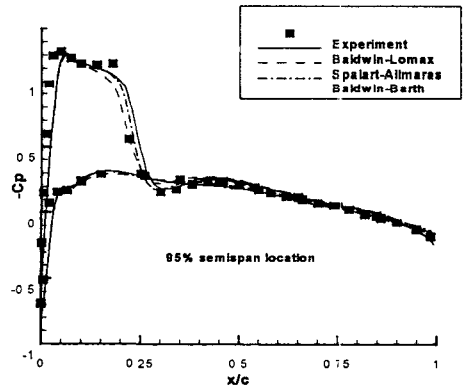
b) 44% semispan location



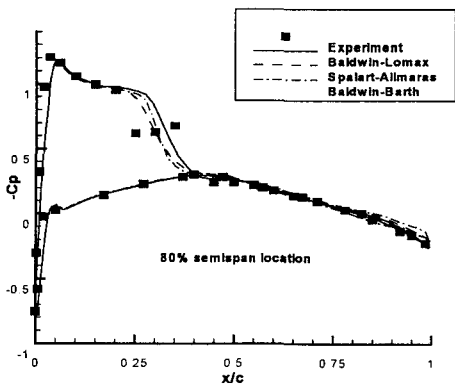
e) 90% semispan location



c) 65% semispan location



f) 95% semispan location



d) 80% semispan location

Fig. 10 Comparison of surface pressure coefficient on ONERA M6 wing ($M=0.84$, $AOA=3.06deg$, $Re=1.46 \times 10^7$)