

側壁付き ONERA-M6 翼まわりの非定常計算

桜木 卓也* 加茂 圭介**

Unsteady Calculation of the Transonic Flow Over the ONERA-M6 Wing with a Side Wall

by

Takuya SAKURAGI

The Institute of Computational Fluid Dynamics

Keisuke KAMO

Fuji Heavy Industries Limited

ABSTRACT

The major portion of the flow field at high Reynolds number will be unsteady, so turbulent eddy viscosity models are used in simulating such high Reynolds number flow.

The steady flow fields obtained by using turbulent eddy viscosity model is expected to be the time-averaged solutions.

In this study, we investigated the unsteady solution of the flow over the wing with a side wall. For this purpose, we calculated the time-average of the unsteady flow field without using any turbulent eddy viscosity models.

As the number of grid points gets large, the CP-curves of the time-average will become close to the results of the experiment.

1. はじめに

側壁付き ONERA-M6 翼をすぎる非定常な遷音速流について数値シミュレーションを行い側壁が流れ場（特に衝撃波や境界層剥離）に与える影響を調べた。高いレイノルズ数における流れ場は非常に乱れた状態になり比較的小さい迎え角をもつ翼の上面でも側壁の影響により強い三次元性を表し、衝撃波同士の干渉、衝撃波と乱流境界層との干渉などの現象が含まれる。

このような高いレイノルズ数をもつ流れ場に対する直接シミュレーションの結果は格子点の数に大きく影響されるものとみられる。

本研究では格子点が比較的少ないグリッドと多いグリッドの2ケースで直接シミュレーションを行い、物理量の時間平均をとりそのCP曲線と実験値の比較を試みた。

出来るだけ長い時間平均をとる必要性と流れ場が遷音速であることから、LU-ADI+TVDの陰解法を用いた。

2. 支配方程式

次に示される2方向Thin-layerを基礎方程式として解く。

$$\hat{U}_\tau + \hat{E}_\xi + \hat{F}_\eta + \hat{G}_\zeta = (\hat{S}_{1\eta} + \hat{S}_{2\zeta}) / Re, \quad (1)$$

$$\hat{U} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix},$$

* (株)計算流体力学研究所

** 富士重工業株式会社

$$\hat{E} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ \rho w U + \xi_z p \\ (e+p)U - \xi_t p \end{bmatrix}, \quad \hat{F} = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ \rho w V + \eta_z p \\ (e+p)V - \eta_t p \end{bmatrix}, \quad G = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho u W + \zeta_x p \\ \rho v W + \zeta_y p \\ \rho w W + \zeta_z p \\ (e+p)W - \zeta_t p \end{bmatrix}$$

$$\hat{S}_1 = J^{-1} \begin{bmatrix} 0 \\ \mu(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2) u_\eta + \frac{\mu}{3}(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \eta_x \\ \mu(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2) v_\eta + \frac{\mu}{3}(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \eta_y \\ \mu(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2) w_\eta + \frac{\mu}{3}(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta) \eta_z \\ [(\eta_x^2 + \eta_y^2 + \eta_z^2) \{ \frac{\mu}{2}(u^2 + v^2 + w^2)_\eta + \kappa Pr^{-1}(\tau-1)^{-1}(\alpha^2)_\eta \} \\ + \frac{\mu}{3}(\eta_x u + \eta_y v + \eta_z w)(\eta_x u_\eta + \eta_y v_\eta + \eta_z w_\eta)] \end{bmatrix},$$

$$\hat{S}_2 = J^{-1} \begin{bmatrix} 0 \\ \mu(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) u_\zeta + \frac{\mu}{3}(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) \zeta_x \\ \mu(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) v_\zeta + \frac{\mu}{3}(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) \zeta_y \\ \mu(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) w_\zeta + \frac{\mu}{3}(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta) \zeta_z \\ [(\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2) \{ \frac{\mu}{2}(u^2 + v^2 + w^2)_\zeta + \kappa Pr^{-1}(\tau-1)^{-1}(\alpha^2)_\zeta \} \\ + \frac{\mu}{3}(\zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w)(\zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta)] \end{bmatrix}$$

$$e = p/(\tau-1) + \rho(u^2 + v^2 + w^2)/2$$

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w$$

$$V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w$$

$$W = \zeta_t + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w$$

p : 圧力

ρ : 密度

e : 全エネルギー

3. 計算条件及びスキーム

遠方の流れ場はマッハ数=0.84の一様流とし、迎角=3.06、レイノルズ数=1.17×10⁷の3重衝撃波が生ずるケースを考える。

出来るだけ非定常性を捉えるため如何なる乱流モデルも使用せず、直接シミュレーションを行った。

本来、RE=1.17×10⁷のような高いレイノルズ数の流れ場を直接シミュレーションする場合、局所的に1方向あたり10⁴程度の格子点が必要と推定される。

少なくとも3重衝撃波が崩れない程度の格子点

が必要である。そのため、翼表面及び側壁付近に格子点を集中させている。

計算は格子点が251×61×51(ケース1)と251×131×51(ケース2)の2ケースについて行った。

基礎方程式において空間差分の陽部分にChakravarthy-OsherタイプのTVDスキーム、時間積分にDDADI法採用の近似的LU-ADI法を用いた。

方程式(1)にLU-ADI法を採用することにより、次のように分解される。

$$\begin{aligned} & T_\xi(L_A + M_A)M_A^{-1}(M_A + N_A)(T_\xi^{-1}T_\eta) \\ & \times (L_B + M_B)M_B^{-1}(M_B + N_B) \\ & \times (T_\eta^{-1}T_\zeta)(L_C + M_C)M_C^{-1}(M_C \\ & + N_C)T_\zeta^{-1}\Delta\hat{U}^n \\ & = -\Delta t[\hat{E}_\xi + \hat{F}_\eta + \hat{G}_\zeta - Re^{-1}(\delta_\eta\hat{S}_1 + \delta_\zeta\hat{S}_2)], \quad (2) \end{aligned}$$

$$L_A = -\frac{8}{6}D_{A_{j-1}}^+ + \frac{1}{6}D_{A_j}^+$$

$$M_A = I + \frac{7}{6}(D_{A_j}^+ - D_{A_j}^-),$$

$$N_A = \frac{8}{6}D_{A_{j+1}}^- - \frac{1}{6}D_{A_{j+2}}^-,$$

$$D_{\hat{A}}^{\pm} = \frac{\Delta t}{2} (\hat{D}_A \pm |\hat{D}_A| \pm \underline{J}^{-1} \varepsilon_1 J),$$

$$\hat{D}_A = \text{diag}(a_{\xi}), \hat{D}_B = \text{diag}(b_{\eta}), \hat{D}_C = \text{diag}(c_{\zeta}),$$

$$\hat{A} \equiv \partial \hat{E} / \partial \hat{U}$$

$$\hat{B} \equiv \partial \hat{F} / \partial \hat{U}$$

$$\hat{C} \equiv \partial \hat{G} / \partial \hat{U},$$

ここで、 $a_{\xi}, b_{\eta}, c_{\zeta}$ は各々行列 $\hat{A}, \hat{B}, \hat{C}$ の固有値であり、 δ は中心差分を表す。

\underline{J} は中心点のヤコビアンを表す。

方程式(2)の右辺に Chakravarthy-Osher タイプの TVD スキームを採用し次のように分解される。

$$\hat{E}_{\xi}^{\pm} = \frac{1}{\Delta \xi} (\hat{E}_{i+1/2,j,k}^{\pm} - \hat{E}_{i-1/2,j,k}^{\pm}),$$

$$\begin{aligned} \hat{E}_{i+1/2,j,k}^{\pm} &= h_{i+1/2,j,k} - \frac{(1-\phi)}{4} d\hat{E}_{i+3/2,j,k}^{\pm} \\ &- \frac{(1+\phi)}{4} d\hat{E}_{i+1/2,j,k}^{\pm} + \frac{(1+\phi)}{4} d\hat{E}_{i+1/2,j,k}^{\pm} \\ &+ \frac{(1-\phi)}{4} d\hat{E}_{i-1/2,j,k}^{\pm}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h_{i+1/2,j,k} &= \frac{1}{2} (\hat{E}_{i+1,j,k} + \hat{E}_{i,j,k}) \\ &- \frac{1}{2} (d\hat{E}_{i+1/2,j,k}^+ - d\hat{E}_{i+1/2,j,k}^-), \end{aligned}$$

$$d\hat{E}_{\kappa}^{\pm} = (1/J)_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k} \lambda_{\kappa,j,k}^{\pm} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa,j,k} Q, \quad (\kappa = i+1/2)$$

$$\begin{aligned} d\hat{E}_{\kappa+1,j,k}^{\pm} &= (1/J)_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k} \text{minmod} \\ &[A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa+1,j,k} Q, \beta A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa,j,k} Q], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\hat{E}_{\kappa,j,k}^{\pm} &= (1/J)_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k} \text{minmod} \\ &[A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa,j,k} Q, \beta A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa+1,j,k} Q], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\hat{E}_{\kappa,j,k}^{\pm} &= (1/J)_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k} \text{minmod} \\ &[A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa,j,k} Q, \beta A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa-1,j,k} Q], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d\hat{E}_{\kappa-1,j,k}^{\pm} &= (1/J)_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k} \text{minmod} \\ &[A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa-1,j,k} Q, \beta A_{\kappa,j,k} R_{\kappa,j,k}^{-1} \Delta_{\kappa,j,k} Q], \end{aligned}$$

同じ操作を \hat{F}_{η} 及び \hat{G}_{ζ} についても行う。

空間的3次精度を得るため $\phi = 1/3$ とし人工圧縮パラメータ $\beta = 4$ を採用する。

このようなスキームを用いて定常解を求める場合、その収束解は TVD 条件を満たすものであるが非定常計算においては一般に無条件 TVD にはならない。

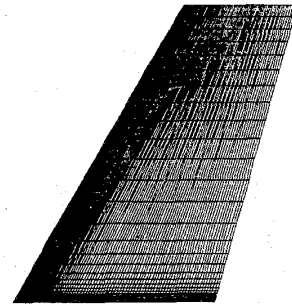
このため、出来るだけクーラン数を下げて非定常計算を行った。

4. 計算結果

初期の計算条件を Impulsive-start とすると、TIME=20 あたりで3重衝撃波が形成される。以後この構造は格子点が少ないケース1では次第に3重衝撃波が崩れていく。ケース2においても、いずれ3重衝撃波の崩壊が見られる。このことは、高レイノルズ数を伴う遷音速の直接シミュレーションを行うには、格子点が不足していることに起因していると思われる。

3重衝撃波が捉えられている TIME=20 から、TIME=27 の CP 曲線の時間平均と実験値との比較を図-1(ケース1)、及び図-2(ケース2)に示す。

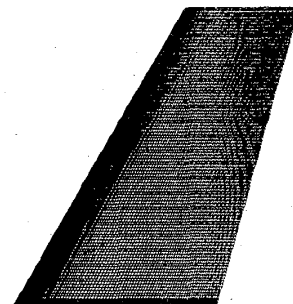
図-1、図-2よりケース1とケース2のCP曲線はスパン方向20%あたりではほとんど一致しているがスパン方向44~95%ではケース2の方がよ



格子点

251 × 61 × 51

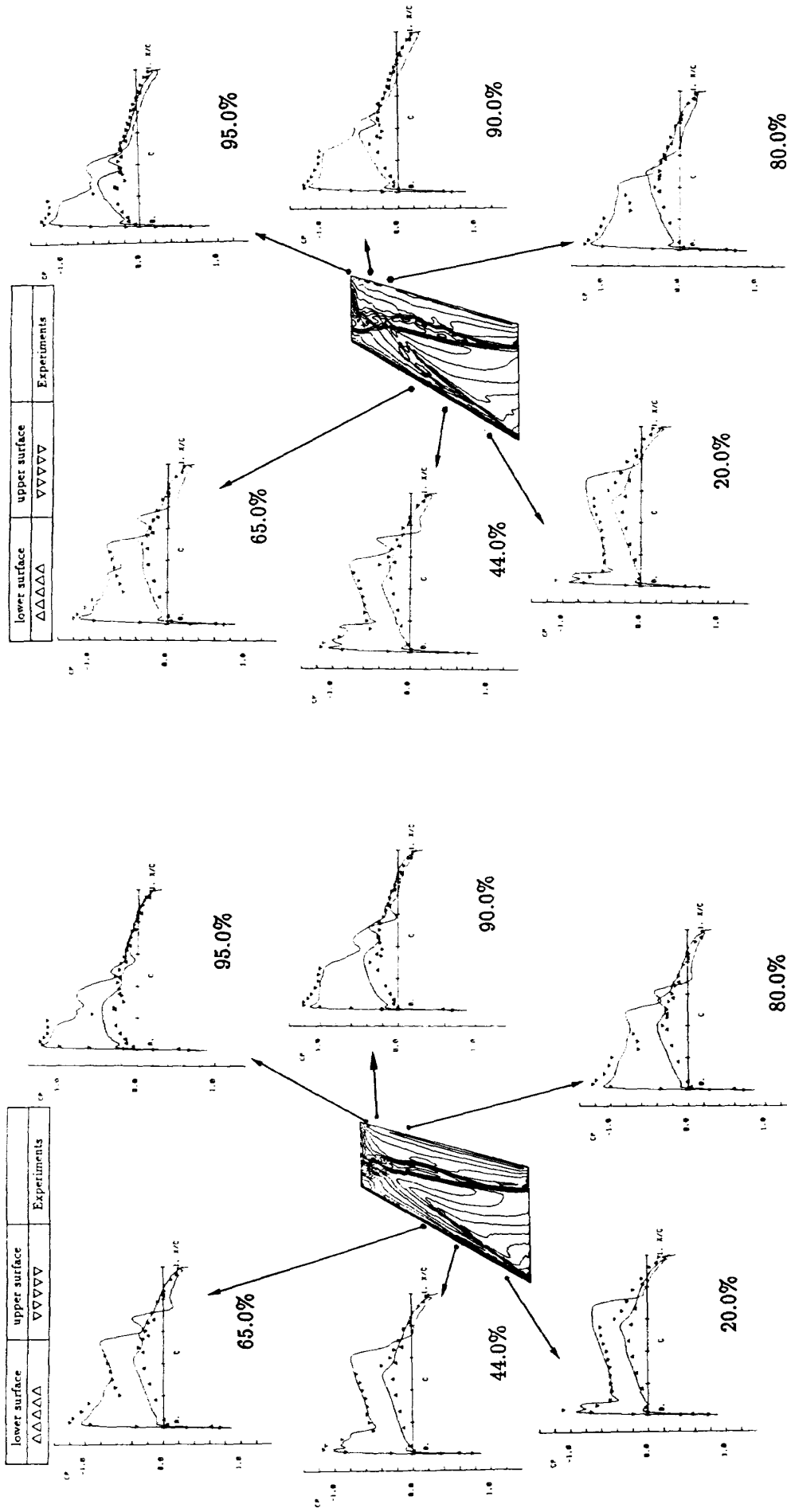
(ケース1)



格子点

251 × 131 × 51

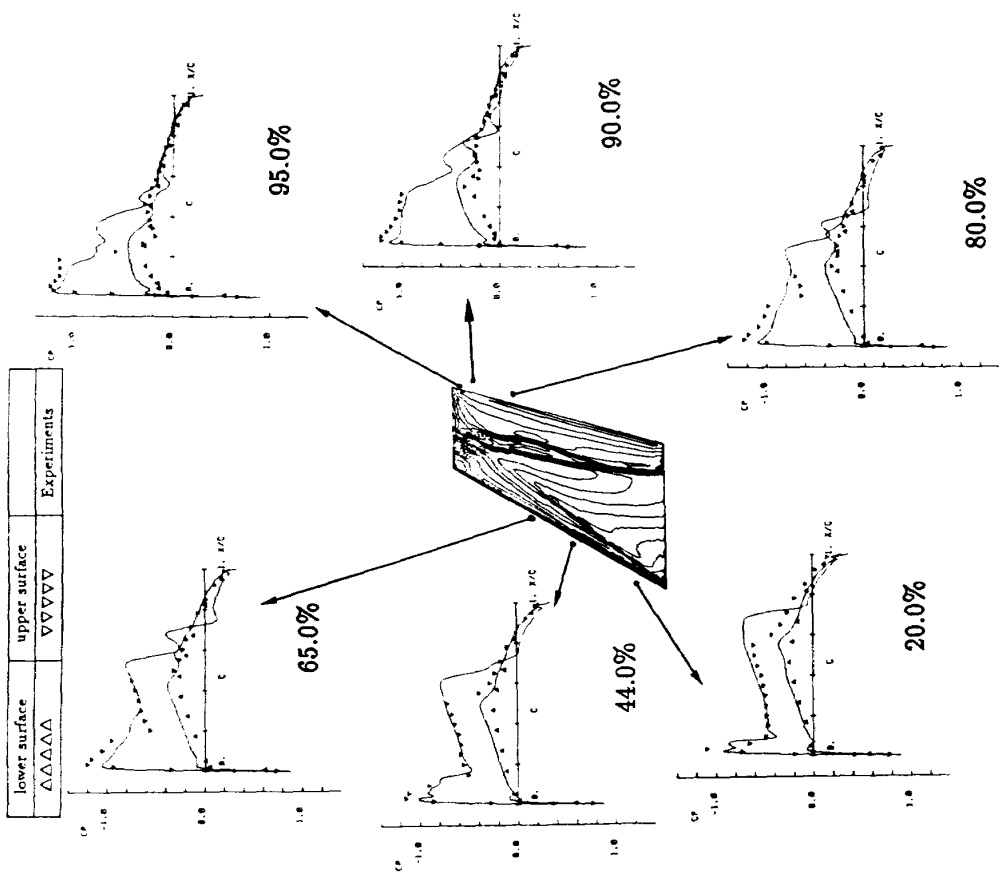
(ケース2)



C_p distributions on the wing surface.
 ($M_\infty = 0.84, \alpha = 3.06, Re = 1.17 \times 10^7$)

grid points 2 5 1 x 1 3 1 x 5 1

図-2 (ケース2)



C_p distributions on the wing surface.
 ($M_\infty = 0.84, \alpha = 3.06, Re = 1.17 \times 10^7$)

grid points 2 5 1 x 6 1 x 5 1

図-1 (ケース1)

りCP曲線の振動が少なくしかも格子点が粗いケース1と比較して衝撃波の位置がより実験値に近くなっていることがわかる。

5. まとめ

高いレイノルズ数の流れ場の計算は格子点の数においてかなりの制約を受けることになり、このような流れ場は一般にいろいろな乱流モデルを用いて計算される。今回、いかなる乱流モデルも用いず直接シミュレーションを行い格子点数が結果に及ぼす影響を調べた。

格子点数及び時間平均の間隔は十分とはいえないが時間平均をとった場合、格子点の数が多いほど乱流モデルを用いた結果及び実験値に近くなるようである。

現在、格子点数が $291 \times 221 \times 51$ の直接シミュレーションを行っているが、今後これらの時間平均をとった結果と乱流モデルを用いた結果との詳細な比較を行う必要性があると思われる。

参考文献

- 1) K. Fujii and S. "Practical Applications of New LU-ADI Scheme for the Three-Dimensional Navier-Stokes Computations of Transonic Flows", AIAA Paper 86-0513, (Reno, Nevada, 1986).
- 2) K. Fujii and S. Obayashi, "Navier-Stokes Simulation of Transonic Flow over Wing Fuselage Combinations", AIAA Paper 86-1831, (San Diego, California, 1986).
- 3) S. Obayashi and K. Kuwahara, "Navier-Stokes Simulation of Side Wall Effect of Two-Dimensional Transonic Wind Tunnel", AIAA Paper 87-0037, (Reno, Nevada, 1987).
- 4) Y. Takakura, T. Ishiguro and S. Ogawa, "On the Recent Difference Scheme for the Three-Dimensional Euler Equations", AIAA Paper 87-1151.
- 5) S.R. Chakravarthy and S. Osher, "A New Class of High Accuracy TVD Schemes for Hyperbolic Conservation Laws", AIAA Paper 85-0363.
- 6) T.H. Pulliam and J.L. Steger, "Recent Improvements in Efficiency, Accuracy, and Convergence for Implicit Approximate Factorization Algorithm", AIAA Paper 85-0360.
- 7) P.L. Roe, "Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes", J. Comp. Phys. 43 (1981) 357-372.
- 8) V. Schmitt and F. Chapin, "Pressure Distributions on ONERA-M6-WING at Transonic Mach Numbers", AGARD AR-138-B1, (1979).

