

大迎角の翼をすぎる遷音速流

信太良文* 桑原邦郎**

Computational Study of Flow around an Airfoil at High
Angles of Attack by a Block Pentadiagonal Matrix Method

by

Yoshifumi SHIDA and Kunio KUWAHARA

ABSTRACT

In this paper, two unsteady flows around an airfoil are studied by numerically solving the two-dimensional compressible Navier-Stokes equations. One is the flow around an NACA0012 airfoil at Mach 0.4 at an angle of attack of 15 degrees. The Reynolds number is 1000000. The other is the dynamic stall problem around an NACA0012 airfoil. The Mach number is 0.3. The Reynolds number is 4000000. The block pentadiagonal matrix scheme, a new method which is based on the approximate factorization scheme, is adopted. In the former case, a strong suction peak is observed near the leading edge in the computational results obtained by using a fine mesh. It appeared to be maintained by turbulence-like small vortices. In the case of the dynamic stall, two noteworthy features are observed in the computation using the fine mesh. The first is that when vortex separation occurs on the upstroke, many small vortices are separated from all parts of the surface, rather than just one large vortex from the leading edge as one might expect. The second is that the flow re-attaches when the angle of attack is about 8 degrees on the down-stroke. The lift stall is clearly captured in this study.

1. 緒 言

大迎角の翼をすぎる流れは、渦が剥離を起し、非定常な流れとなるため、解析することが困難な問題とされてきた。しかし、近年のコンピューター技術の進歩はこのような流れを数値的に解析することを可能にしつつある。そこで、本論では、最新のスーパー・コンピューターと非定常計算のために精度を上げたスキームを使って大迎角をすぎる流れを数値解析する。ここで扱う流れは、NACA 0012 が迎

角 15 度で Mach 0.4 の一様流中にある場合と、同じ翼が迎角 10 度を中心に振幅角 10 度のピッチング運動をする場合である。後者では、ダイナミック・ストールが起こる。

迎角 15 度の NACA 0012 をすぎる流れに対する研究は、それほど多くないが、Barton et al^[1] が、数値解析を行っている。

ダイナミック・ストールに関する研究は非常に多い。実験的研究としては、Carr et al^[2], McCroskey et al^[3] などが著名である。数値解析では、小野ら^[4] が、離散渦法によって、Mehta^[5], Tassa et al^[6], 小野ら^[7] が差分法によって研究成果を発表している。離散解法による結果は、揚力の急激な

* 東京大学 工学部

** 宇宙科学研究所

減少をとらえているが、まだ十分な結果とはいえない。差分法による結果は、渦の剝離など、ダイナミック・ストールのある程度の特徴は捕らえているものの、揚力と迎角のダイアグラムにおいて、揚力の急激な減少が見られない、ダウン・ストロークにおいて揚力の回復が十分でないなど、やはり十分な結果ではない。

2. 数値計算法

支配方程式としては、二次元の圧縮性 Navier-Stokes 方程式を一般座標系で表現したものをを用いる。

$$\partial_\tau Q + \partial_\xi M + \partial_\eta N = 0$$

ここで、

$$M = E - 1/R_e R, \quad N = F - 1/R_e S$$

$$Q = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x P \\ \rho v U + \xi_y P \\ (e+P)U - \xi_t P \end{bmatrix},$$

$$F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x P \\ \rho v V + \eta_y P \\ (e+P)V - \eta_t P \end{bmatrix}$$

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v$$

$$R = \frac{1}{J} (\xi_x R' + \xi_y S'), \quad S = \frac{1}{J} (\eta_x R' + \eta_y S')$$

$$R' = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ R_4 \end{bmatrix}, \quad S' = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ S_4 \end{bmatrix}$$

$$\tau_{xx} = (\lambda + 2\mu) u_x + \lambda v_y$$

$$\tau_{xy} = \mu(u_y + v_x)$$

$$\tau_{yy} = (\lambda + 2\mu) v_y + \lambda u_x$$

$$R_4 = u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + \alpha \partial_x a^2$$

$$S_4 = u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + \alpha \partial_y a^2$$

$$a^2 = r(r-1)(e/\rho + \frac{1}{2}(u^2 + v^2))$$

$$\alpha = k P_r^{-1} (r-1)^{-1}$$

数値計算は、ブロック五重対角行列反転法^[8]を用いて行なう。ブロック五重対角行列反転法は、近似因数分解法^[9]を基礎として精度を上げた方法である。

支配方程式は次のように差分近似される。

(1) 時間差分を三点後退差分により二次精度で近似する。

(2) 対流項を次のように四次精度で中心差分する。

$$\frac{\partial F}{\partial x} \sim \delta_x F = \frac{-F_{j+2} + 8(F_{j+1} - F_{j-1}) + F_{j-2}}{12(\Delta x)} + O(\Delta x^4)$$

(3) 粘性項は通常の二次精度の中心差分で近似される。

(4) 四階の数値粘性項を陰的部分(左辺)と陽的部分(右辺)の両方に付け加える。

以上の差分近似の後、近似因数分解法を使うと数値計算に使う最終的な式は以下のようにになる。

$$(I + \frac{2}{3} \Delta t \delta_\xi A^n - \frac{2}{3} \Delta t R_e^{-1} \delta_\xi C^n + \epsilon J^{-1} (\nabla_\xi \Delta_\xi)^2 J) \cdot (I + \frac{2}{3} \Delta t \delta_\eta B^n - \frac{2}{3} \Delta t R_e^{-1} \delta_\eta D^n + \epsilon J^{-1} (\nabla_\eta \Delta_\eta)^2 J) \Delta Q^n = -\frac{2}{3} \Delta t (\delta_\xi E^n + \delta_\eta F^n - R_e^{-1} (\delta_\xi R^n + \delta_\eta S^n)) - \epsilon (J^{-1} (\nabla_\xi \Delta_\xi)^2 J) Q^n - \epsilon (J^{-1} (\nabla_\eta \Delta_\eta)^2 J) Q^n - \frac{1}{3} \Delta Q^{n-1}$$

ここで

$$\Delta Q^n = Q^{n+1} - Q^n$$

$$A = \frac{\partial E}{\partial Q}, \quad B = \frac{\partial F}{\partial Q}, \quad C = \frac{\partial R^\xi}{\partial Q}, \quad D = \frac{\partial S^\eta}{\partial Q}$$

ここで、 R^ξ は R において η 微分を 0 とおいたもの、 S^η は S において ξ 微分を 0 とおいたものである。

ϵ は通常、 $\beta \Delta t$ (但し、 $\beta = 0(1)$) のように設定されるが、この設定は、グリッドの集中が十分でない領域で数値粘性を必要以上に大きくする。渦の剝離などがあり、流れに重要な影響を与える領域が物体から離れている場合(格子点にして 10~20 点以上離れている場合) $\beta \Delta t / \Delta x$ (但し、 $\beta = 0(0.1 \sim 0.01)$) のように設定したほうがより良い結果が得られる。

四階の差分は、境界では二階の差分で置き換えられる。

3. 計算結果

3.1 大迎角の翼をすぎる流れ

ここでは、迎角 15 度の NACA 0012 をすぎる流れを取り扱う。Mach 数は 0.4、Reynolds 数は 10^6 とす

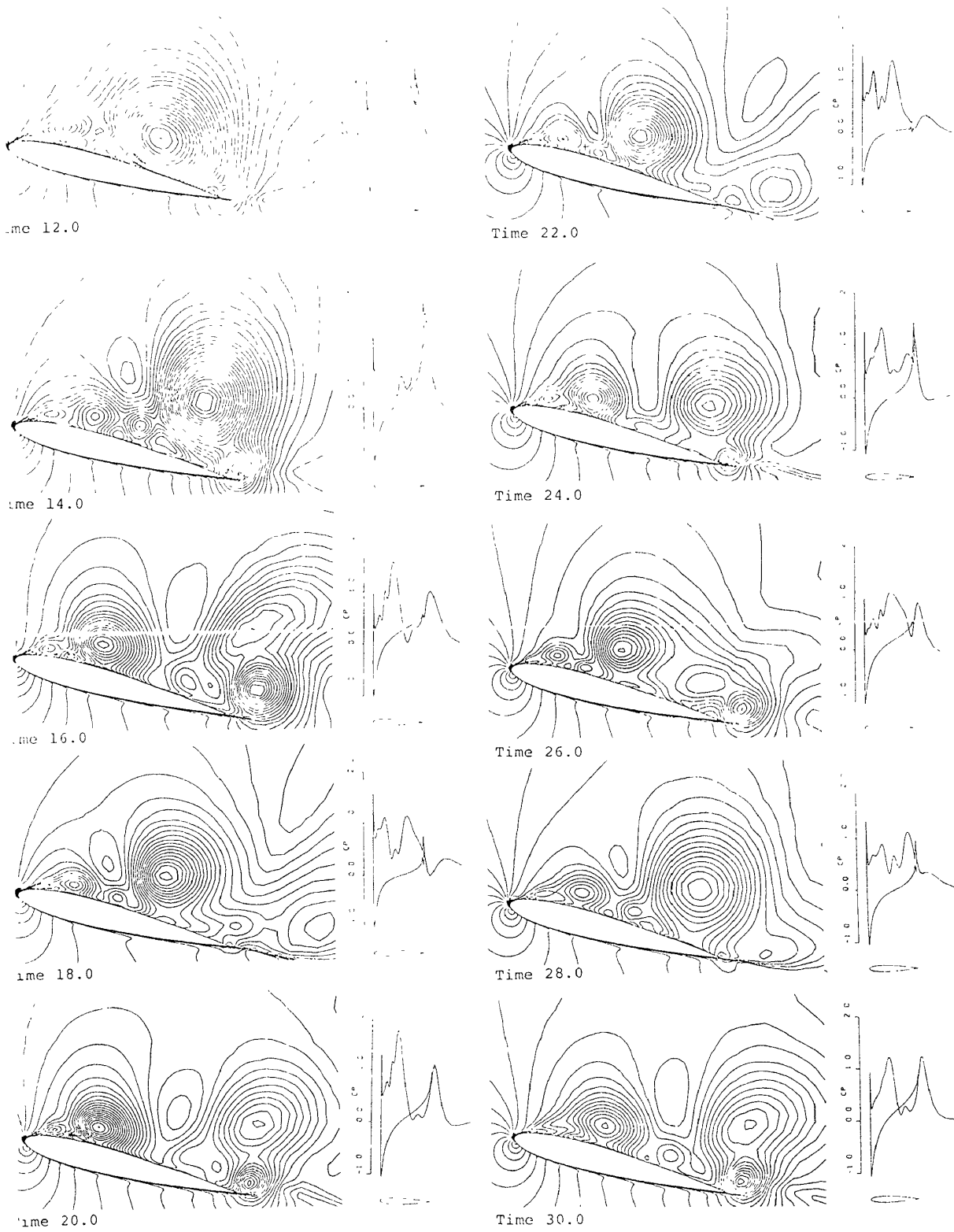


図1 等密度線図および翼面上の圧力係数分布。Mach 0.4 Reynolds number 100000.
格子 161×40

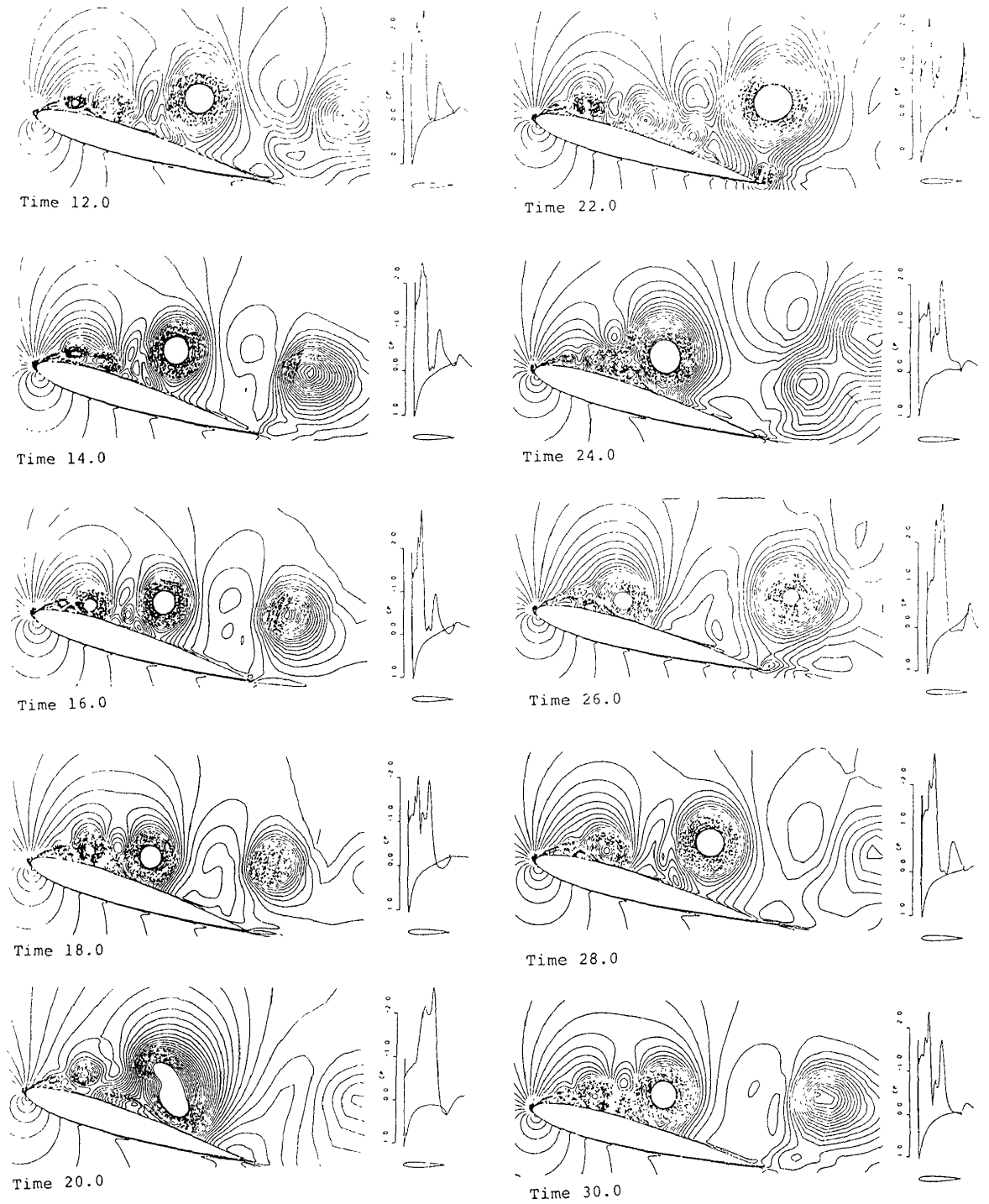


図2 等密度線図および翼面上の圧力係数分布。Mach 0.4. Reynolds number 1000000.
格子 321×80

る。計算格子はCタイプのグリッドを代数的に作ったものを使用する。最小メッシュ幅は $0.1/\sqrt{R_e}$ にとってある。

図1に格子数 161×40 のグリッドを用いた計算によって得られた等密度線図と翼面上の圧力係数分布の時間変化を示す。ひとつの大きな渦が翼上面を流れていくのではなく、いくつかの比較的小さな渦が翼上面を流れていくことが、この計算よりわかる。これまでの計算 (Barton et al⁽¹¹⁾) では、ひとつの大きな渦しか観察されなかった。実験では、細かい渦が多く剝離していることが示唆されている。定性的にはかなり、改良されたこの結果も、圧力分布には、まだ問題がある。実験的には前縁付近の負圧がより強いことが指摘されている。

上で述べた点を改良するために、格子点数 321×80 のグリッドを用いた計算を行った。図2にその結果を示す。等密度線図と翼面上の圧力係数分布の時間変化が、図1と同様に示されている。等密度線図では渦の大きさがより小さくなり、前縁付近には、かなり細かい渦が多数存在していることがわかる。そして、この細かくなった渦が強い負圧をその付近に引き起こしていることが圧力係数分布からわかる。この計算は、大迎角翼をすぎる流れにおいて現われる前縁付近の強い負圧が、非常に細かい渦によって保たれていることを示唆したものといえよう。

図3に、図1、図2に対応する揚力係数の時間変化を示す。(a)が図1、(b)が図2に対応する。

3.2 ダイナミック・ストール⁽⁹⁾

ここでは、NACA 0012が迎角10度を中心に振幅角10度でピッチング運動したときに起こるダイナミック・ストールを数値解析する。Mach 0.3, Reynolds数 4×10^6 , ピッチング中心 $1/4$ 翼長, Reduced frequency 0.1である。

計算は、3.1と同様、 161×40 , 321×80 の2種類の格子を使って行った。図4、図5は、それぞれ、 161×40 , 321×80 の格子を使用した計算による等密度線図と圧力係数分布である。図6は、揚力と迎角のダイアグラムであり、(a)が実験結果⁽³⁾, (b)が、 161×40 の格子の計算結果、(c)が 321×80 の格子の計算結果である。

(b)では、揚力の減少は捕えられているが、減少の起こる迎角が実験に比べて少し小さい。また、ダウン・ストロークにおける揚力回復の実験に対する不一致はかなり大きい。これらの原因は、渦に対する解像度が十分でなく、渦が現実より大きく捕えられているためと考えられる。特に後者は渦が大きく、動きが遅いため、本来、流れ去ってしまうべき迎角において渦がまだ存在することに起因する。

321×80 の格子を使用した(c)では、これらの点は、かなり改善される。揚力の大きな減少の起こる迎角、および、ダウン・ストロークにおける揚力回復の実験に対する一致は定性的にはかなりよい。特筆すべき点が2点ある。第1点は、アップ・ストロークにおける迎角 12.96 度において渦の剝離が始まる時

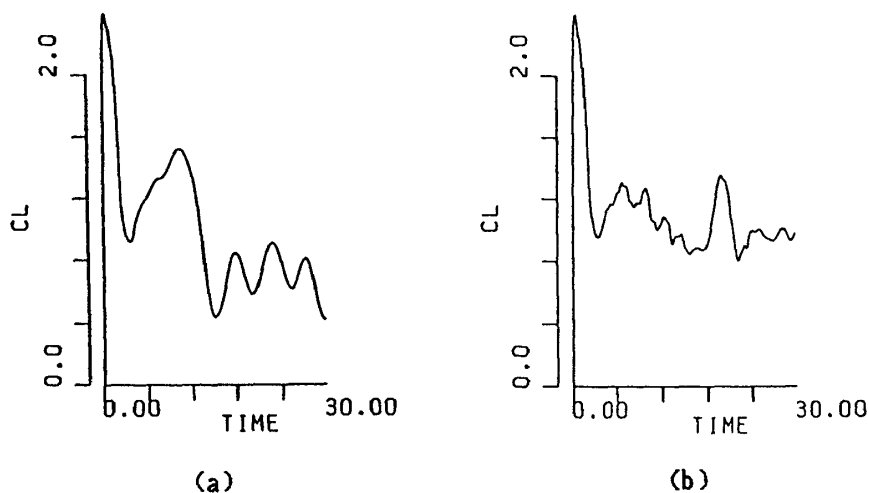


図3 揚力係数の時間変化

(a) 格子 161×40 (b) 格子 321×80

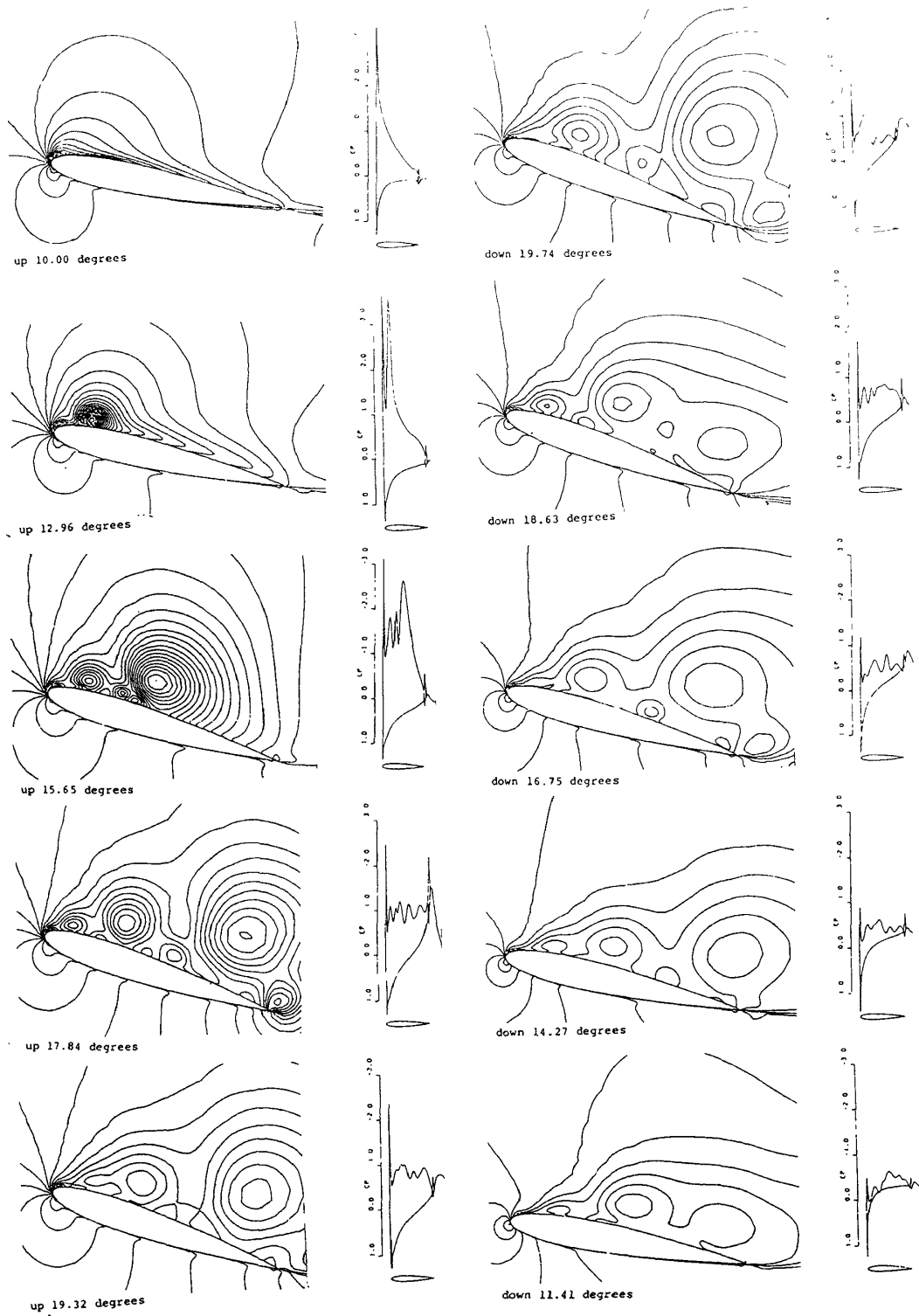


図4 等密度線図および翼面上の圧力係数分布。Mach 0.3. Reynolds number 4000000.
 $\alpha = 10 + 10 \sin \theta$. 格子 161×40 .

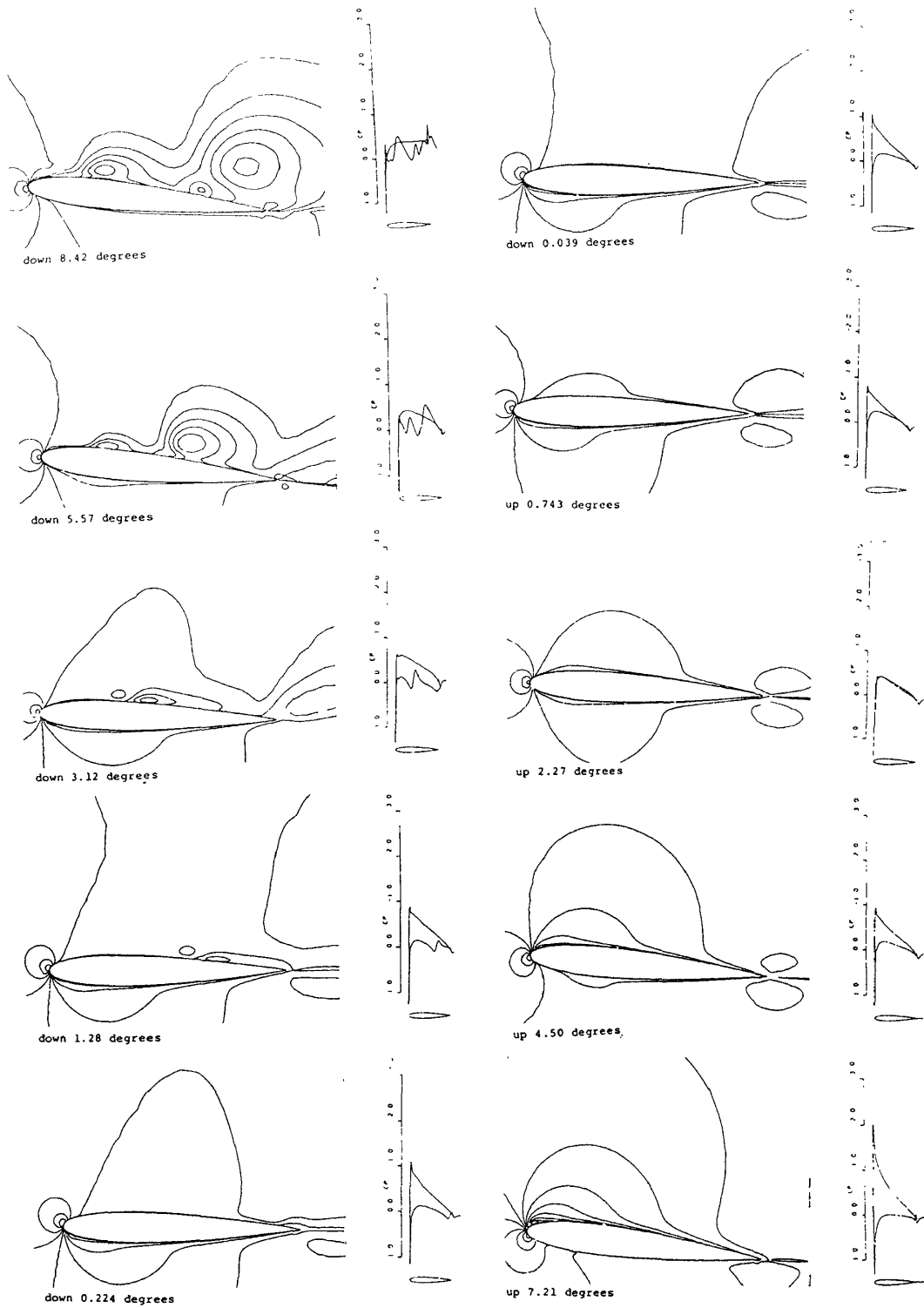


図4 等密度線図および翼面上の圧力係数分布。Mach 0.3. Reynolds number 4000000.
 $\alpha = 10 + 10 \sin \theta$. 格子 161×40 . (継続)

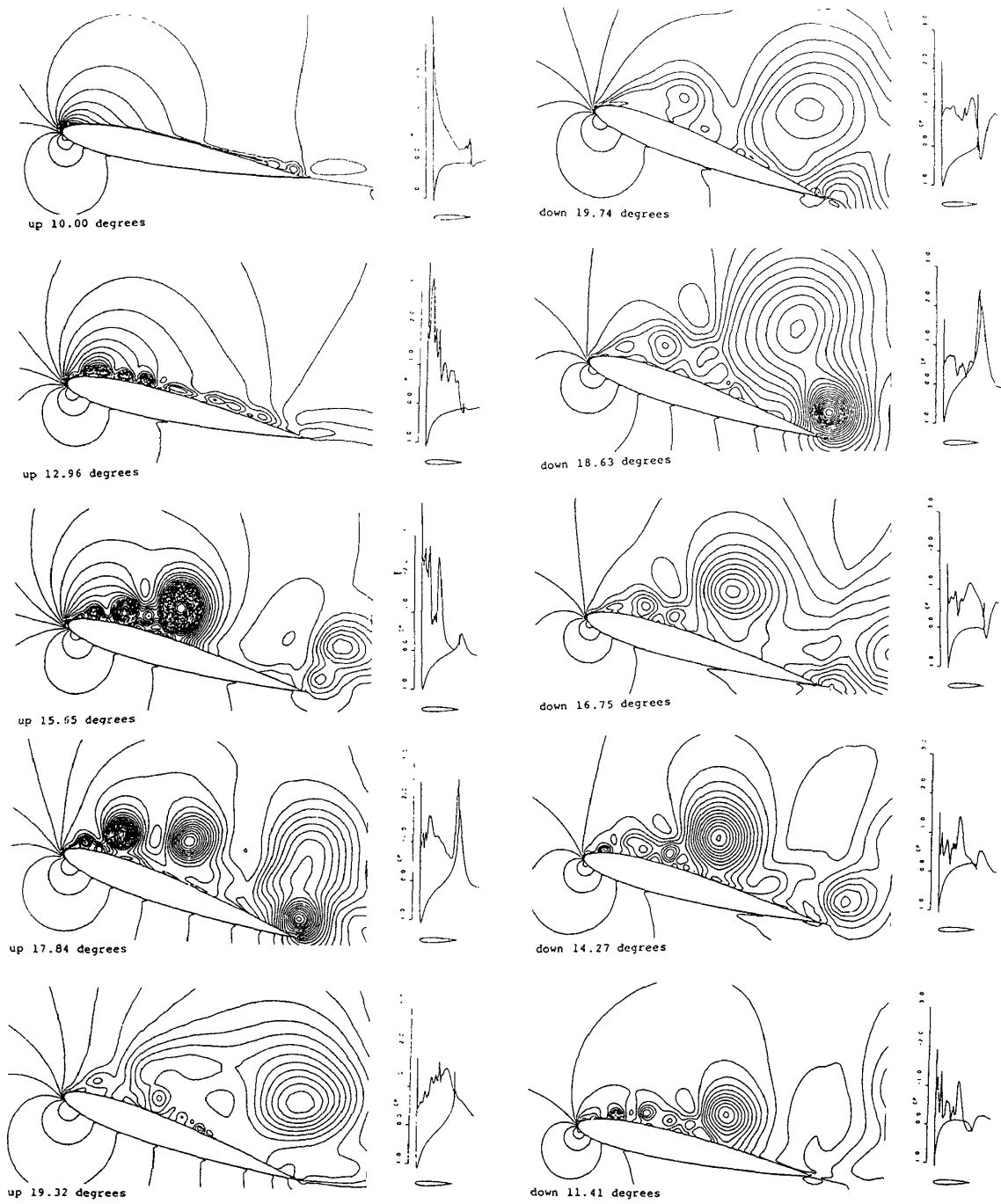


図5 等密度線図および翼面上の圧力係数分布。Mach 0.3. Reynolds number 400000.
 $\alpha = 10 + 10 \sin \theta$. 格子 321×80 .

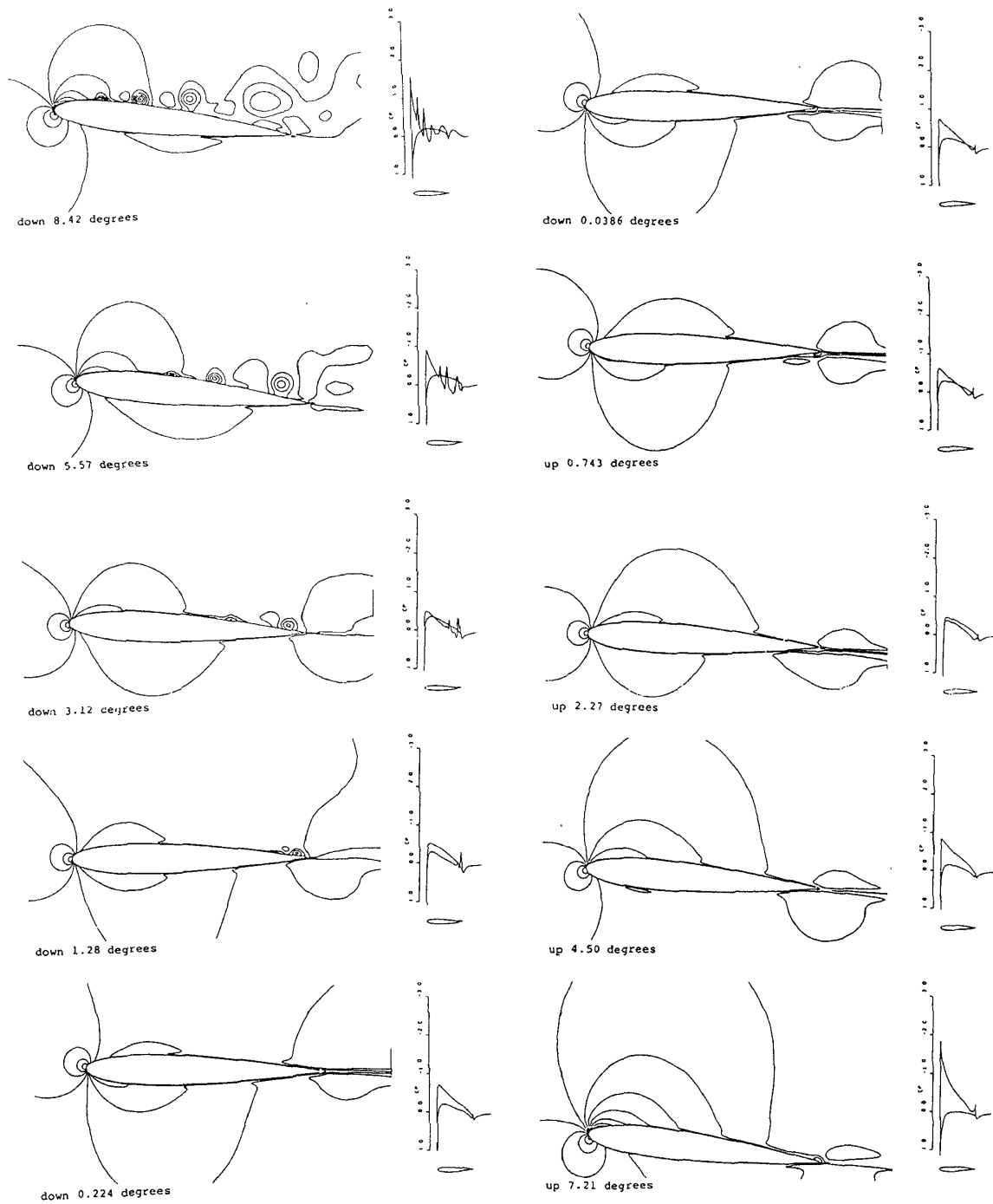


図5 等密度線図および翼面上の圧力係数分布。Mach 0.3. Reynolds number 4000000.
 $\alpha = 10 + 10 \sin \theta$. 格子 321×80 . (継続)

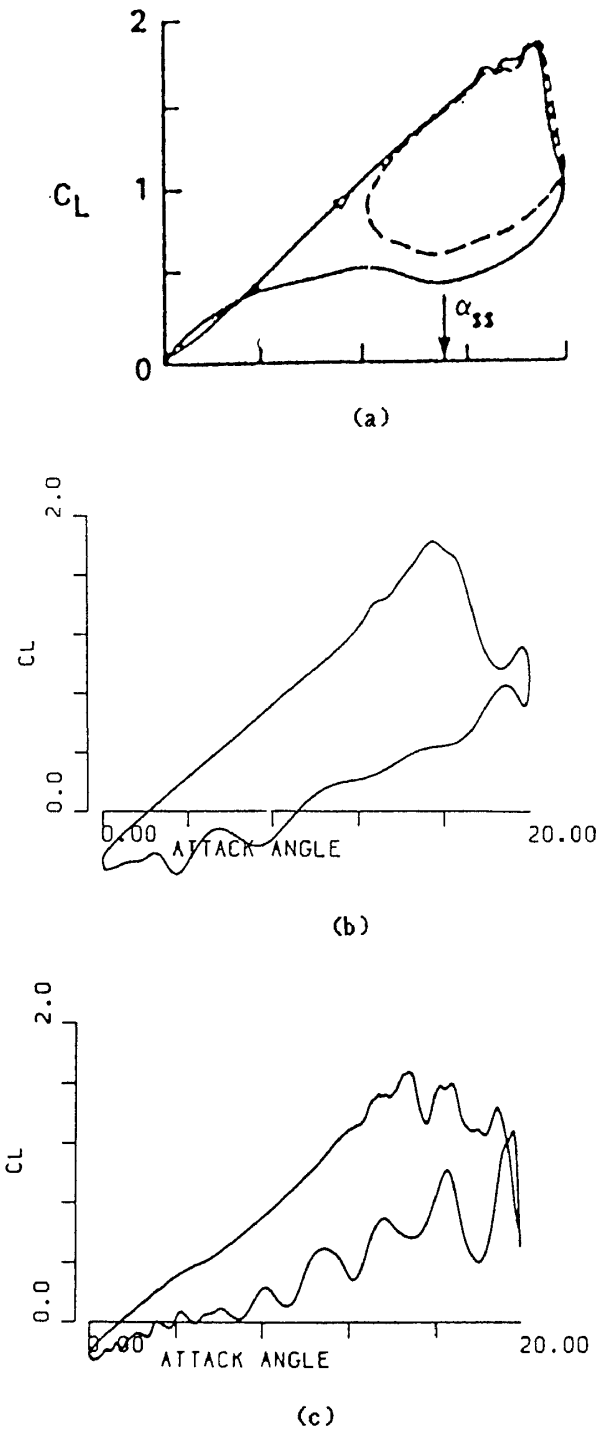


図6 揚力係数と迎角のダイアグラム

- (a) 実験 (b) 格子 161×40
 (c) 格子 321×80

の様子である。161×40の格子の結果では、前縁付近から比較的大きな渦がひとつ剝離されているのに対して、321×80の格子の結果では、翼面全体からかなり細かい渦が剝離している。この結果は、ダイ

ナミック・ストールにおける渦の剝離の仕方について考察する際、非常に参考になると思う。第2点は、ダウン・ストロークにおける迎角8.42度の流れ場の様子である。161×40のケースでは、まだ大きな渦が翼面上に存在し、ストールした状態であるのに対して、321×80のケースでは、流れはほとんど再付着している。原因は、前述したことによるものと思われる。

4. 結 論

ブロック五重対角行列配転法を用いて、大迎角の翼をすぎる流れ、および、ダイナミック・ストールを数値的に解析した。実験値に対する定量的一致は、まだ不十分であるが、細かい格子を使用した際の定性的一致はきわめてよいものが得られた。特に、流れのパターンを観察する際には、実験における可視化が難しいだけに、実験以上の情報を得ることができたといっても過言ではないと思う。今回の計算は、東大大型計算機センターのHITAC S 810スーパー・コンピューターを使用した。次世代のスーパー・コンピューターの使用によって、本論で扱った分野の定量的予測が数値計算によってなされるのも、そう遠い日のことではないように思われる。

参 考 文 献

1. Barton, J.T. and Pulliam, T.H. AIAA Paper 84-0524, 1984.
2. Carr, L.W., McAlister, K.W., and McCroskey, W.J., 1977 NASA TND-8382
3. McCroskey, W.J., and Pucci, S.L., AIAA paper 81-0051, 1981.
4. Ono, K., Kswahara, K., and Oshima, K., Proceeding of 7th ICNMF, Springer Verlag 1981.
5. Mehta, U.B., AGARD paper 23, 1977.
6. Tassa, Y., and Sankar, N.L., AIAA paper 81-1289, 1981.
7. Ono, K., AIAA paper 85-0128, 1985.
8. Shida, Y., and Kuwahara, K., AIAA paper 85-1692, 1985.
9. Shida, Y., Kuwahara, K., Ono, K., and Takami, H. AIAA paper 86-0116, 1986.