

# 三次元振動翼回りの圧縮粘性流解析の一試み

中 道 二 郎\*      磯 貝 紘 二\*

## An Analysis of the Compressible-Viscous Flow Field Around a 3D-Oscillating Wing

by

Jiro NAKAMICHI and Koji ISOGAI  
*National Aerospace Laboratory*

### ABSTRACT

A 3D Navier-Stokes program based upon a Beam-Warming diagonalization scheme has been combined with a moving grid system so that it can be applied to the solution around an oscillating wing.

The wing is in a pitching motion with an amplitude of  $1^\circ$  and a reduced frequency of 0.428 (based upon the root semichord). The free stream Mach number is 0.9 and the mean angle of attack of the wing is  $4^\circ$ .

To the extent that results have been compared with experimental data, the unsteady flow is successfully simulated and the leading edge separations are observed, which is one of the most significant aspects of the experiment.

It is demonstrated that the present code is feasible and applicable to the computation of the unsteady viscous compressible flow field around an oscillating wing.

### 1. はじめに

最近のスーパーコンピュータの進歩に伴い計算空気学の進歩には目覚ましいものがある。空力弾性の分野に於ても従来より大型計算機は不可欠であり、非定常線形揚力面理論から非線形 Full Potential 理論に至るまで、最終的に結果を得るには大型計算機に頼らざるを得なかった。特に非線形流れ、衝撃波を含む流れの場合には基礎方程式を時間依存形式で積分する手法が採られてきた。1 GFlops 以上の計算能力を持つスーパーコンピュータを用いることに

より時間平均ナビエ・ストークス方程式を振動翼回りの境界条件の下に時間依存形式で解くことも可能かつ現実的になりつつある。

2次元振動翼回りのナビエ・ストークス数値解については従来幾つかの研究がある。Mehta<sup>1)</sup>は1977年に渦度と流れ関数に基づくナビエ・ストークス方程式を解いてNACA0012回りの流れのシミュレーションに成功している。Chyu, 桑原<sup>2)</sup>等はNACA64A010およびNLR7301がピッチング運動している場合の遷音速流れをThin-layer 近似ナビエ・ストークス方程式および移動格子網のスキームを用いて解き実験結果と比較している。彼等の計算では衝撃波と同時に剝離をも捕えている。桑原, 信太<sup>3)</sup>等はさらに

---

\* 航空宇宙技術研究所 機体第一部

彼等の研究を進めNACA0012大迎角回の大振幅振動翼回りの解析を行い良好な結果を示している。

一方3次元振動翼に関しては著者の知る限りナビエ・ストークス数値解はいまだ示されておらず、空力弾性の分野では微小擾乱方程式に基づくLTRAN3(NASA)あるいはXTRAN3(NASA), Full Potential理論に基づくUSTF3(NAL)に境界層補正を行うのが現時点では最も精度の高い解析手段となっている。

本報告では3次元振動翼回りナビエ・ストークス数値解析手法の概略を述べ数値解析例を挙げる。

## 2. 手 法

Thin-layer 近似時間平均ナビエ・ストークス方程式を通常のBeam-Warming対角化ADI差分法を用い時間依存形式で数値積分する。この定式化については多くの文献<sup>4,5,6,7)</sup>に詳しいがその概略は以下のとおりである。物理空間 $(x, y, z)$ より変換された一般曲線座標 $(\xi, \eta, \zeta)$ を用いてThin-layer近似ナビエ・ストークス方程式は次のように書ける。

$$\partial_t Q + \partial_\xi E + \partial_\eta F + \partial_\zeta G = Re^{-1} [\partial_\zeta S] \quad (1)$$

ここに

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

$$F = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \zeta_x p \\ \rho v V + \zeta_y p \\ \rho w V + \zeta_z p \\ V(e+p) - \zeta_t p \end{bmatrix},$$

$$G = J^{-1} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho u W + \zeta_x p \\ \rho v W + \zeta_y p \\ \rho w W + \zeta_z p \\ W(e+p) - \zeta_t p \end{bmatrix},$$

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

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

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

である。

(1)式に於て未知量は密度 $\rho$ , 3軸方向の運動量 $\rho u$ ,  $\rho v$ ,  $\rho w$ , 及びエネルギー $e$ である。次に未知量 $Q$ について $Q^n$ が既知であるとして $Q^{n+1} = Q^n + \Delta Q^n$ を求める際に $\Delta Q^n$ を以下のように展開する。

$$\begin{aligned} \Delta Q^n = & \frac{\theta \Delta t}{1+\phi} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta Q^n) + \frac{\Delta t}{1+\phi} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta Q^n) \\ & + \frac{\phi}{1+\phi} (\Delta Q^{n-1}) + O[(\theta - 0.5 - \phi) \Delta t^2 \\ & + \Delta t^3] \end{aligned} \quad (2)$$

(2)式中 $\phi$ ,  $\theta$ はパラメータであり、この値の選択により幾つかのスキームに分かれる。代表的なものとして $\phi=1$ ,  $\theta=0$ の場合はいわゆるEuler-Implicit Schemeとなり $\phi=1$ ,  $\theta=1/2$ の場合は3 Point-Implicit Schemeとなる。

さらに(1)式を(2)式及び $E$ ,  $F$ ,  $G$ ,  $S$ のヤコビアン

$$E^{n+1} = E^n + A^n \Delta Q^n + O(h^2)$$

$$F^{n+1} = F^n + B^n \Delta Q^n + O(h^2)$$

$$G^{n+1} = G^n + C^n \Delta Q^n + O(h^2)$$

$$A = \partial E / \partial Q, \quad B = \partial F / \partial Q, \quad C = \partial G / \partial Q.$$

$A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $M$ を用いて $\Delta$ フォームに書き改めると

$$[I + h \partial_\xi A^n + h \partial_\eta B^n + h \partial_\zeta C^n] \Delta Q^n$$

$$= -h (\partial_\xi E + \partial_\eta F + \partial_\zeta G - Re^{-1} \partial_\zeta S) \quad (3)$$

となる。上式にいわゆるADI手法を適用すると通常のBeam-Warming Schemeになる。対角化法では(3)式をさらにヤコビアン $A$ ,  $B$ ,  $C$ の固有値, 固有ベクトルを用い

$$A_\xi = T_\xi^{-1} A T_\xi, \quad A_\eta = T_\eta^{-1} B T_\eta, \quad A_\zeta = T_\zeta^{-1} C T_\zeta$$

の如く $A$ ,  $B$ ,  $C$ をそれぞれ対角化し、最終的に

$$T_\xi [I + h \partial_\xi (A_\xi)] T_\xi^{-1} T_\eta [I + h \partial_\eta (A_\eta)]$$

$$T_\eta^{-1} T_\zeta [I + h \partial_\zeta (A_\zeta)] T_\zeta^{-1} \Delta Q^n = RHS$$

(4)

を導く。

(4)式はそれぞれのスイープで解くべき代数方程式はスカラー三重対角マトリックスであるのに対し、(3)式を直接ADI分解した場合にはブロック三重対角マトリックスとなる。前者を解くことは後者を解くことに比べ極めて計算効率が良いことは自明である。

次に境界条件について記す。いうまでもなく境界条件も陰的に扱うのが安定性の面では最も望ましい。例えば対象面上での微係数を零で与える条件はADI

の各スニープで陰的に導入が可能である。一般の3次元計算では解くべき問題、あるいは同じ問題であっても格子網の生成時の写像関係によって境界条件の導入方法は逐一異ってくる。それ故、本計算では流れの求解プログラムとして汎用性を持たせる為に数値的にあらゆる境界に於て未知数の値そのものを指定するルーチンでまとめた。安定性に対する影響に関してはそれぞれの問題について検証が必要であるがプログラムの使い安さ、汎用性の点で得られる有用性を重視した。

さて、一般にこの種の問題では翼面上、対象面、翼後縁からのカット面、下流境界、無限遠外部境界、翼端から広がるカット面等の境界が考えられる。これらすべての面に於てすべて未知量の値そのものが与えられるように工夫する。まず翼表面であるが、密度 $\rho$ に関しては流体流れ場内部から翼表面方向に外挿した値を境界値として指定する。速度 $U, V, W$ に関しては non-slip の条件を用いる。

エネルギー  $e$  に関しては翼面上の normal momentum の式

$$\begin{aligned} & \rho [-\ddot{X}\zeta_x - \ddot{Y}\zeta_y - \ddot{Z}\zeta_z] \\ & - \rho U [\zeta_x u_\xi + \zeta_y v_\xi + \zeta_z w_\xi] \\ & - \rho V [\zeta_x u_\eta + \zeta_y v_\eta + \zeta_z w_\eta] \\ & = [\zeta_x \eta_x + \zeta_y \eta_y + \zeta_z \eta_z] P_\eta \\ & + [\zeta_x \xi_x + \zeta_y \xi_y + \zeta_z \xi_z] P_\xi \\ & + [\zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2] P_\zeta \end{aligned} \quad (6)$$

より物体表面上の  $e$  の値を求めることにする。また対象面ではダミーの格子を用いる。翼後縁および翼端から無限境界に広がるカット面では物理空間で同一となる格子点での物理量の平均値を用いて概ね良好のようである。

つぎに artificial dissipation について若干記す。これには2次および4次、Implicit, explicit の組合せにより都合4種の導入方法がある。4次の項は主に流れ場全体にこの計算の安定性を保つために2次の項は衝撃波の前方における解の空間的な安定を保つのに導入される。具体的には以下のように導入した。<sup>5,6)</sup>

Implicit Dissipation

$$\begin{aligned} & P_\xi (\sigma_{j+1} J_{j+1}^{-1} + \sigma_j J_j^{-1}) \\ & (\varepsilon^{(2)} \Delta_\xi Q_j - \varepsilon^{(4)} \Delta_\xi P_\xi \Delta_\xi) J \end{aligned} \quad (7)$$

Explicit Dissipation

$$\begin{aligned} & P_\xi (\sigma_{j+1} J_{j+1}^{-1} + \sigma_j J_j^{-1}) \\ & (\varepsilon^{(2)} \Delta_\xi Q_j - \varepsilon^{(4)} \Delta_\xi P_\xi \Delta_\xi Q_j) \end{aligned} \quad (8)$$

ここは  $\varepsilon^{(2)}$ ,  $\varepsilon^{(4)}$  はそれぞれ2次および4次のDissipation に対する係数であり

$$\varepsilon^{(2)} = \kappa_2 \Delta t f(\tau_{j-1}, \tau_j, \tau_{j+1})$$

$$\varepsilon^{(4)} = \max(0, \kappa_4 \Delta t - \varepsilon^{(2)})$$

$$\tau_j = \frac{|p_{j+1} - 2 \cdot p_j + p_{j-1}|}{|p_{j+1} + 2 \cdot p_j + p_{j-1}|}$$

である。

次にADIスキームに於る対角化の影響について述べる。対角化することにより損なわれる精度に関して検証する。(3)式のADI形式の差分式より(4)式を差引くことによって調べられる。両式の差として

$$\begin{aligned} R_k &= h \delta_k [T_k A_k T_k^{-1} \Delta Q^n] \\ &+ h T_k \delta_k [A_k T_k^{-1} \Delta Q^n] - h \delta_k [T_k A_k T_k^{-1} \Delta Q^n] \\ &+ O(h \Delta Q^n \Delta x^p) \end{aligned} \quad (9)$$

が得られる。ここで添字  $k = \xi, \eta, \zeta$  であり  $A = T_\xi A_\xi T_\xi^{-1}$  等の相似則が用いられた。(9)式に於て  $\Delta Q^n \sim O(h)$  とすると

$$R = O(h^2) \quad (10)$$

となり対角化の導入されたADIは時間に関して1次の精度となる。

以上の如く Beam-Warming 対角化ADI 差分法は計算効率の面では極めて優れたものであるが、精度の面では3-Point-Implicit を選んだ場合においてすら時間方向の積分に関しては高々1次の精度に留まる。時間積分に関して1次の精度は本方法に関してはさ程問題にはならないと考えられる。

いまひとつの問題点はヤコビアンマトリックスを対角化した為に生じる不都合である。定常解に収束した場合の解は、保存形を保っていることが明らかであるが、翼の非定常運動中の計算に於はその限りではない。一般に従来ポテンシャルコード等では非保存形のスキームに関しては細かい格子網を用いることによりその不都合は理論的にもかなり改善されるが、現在使用し得る計算機の能力の限界まで達するこの類の解析では十分な格子点が取れないこともあり非保存形の計算精度に対する影響に関しては慎重であるべきである。

また乱流モデルについてはここでは詳しくは述べ

ない。時間平均ナビエ・ストークス方程式を解きなお且つ有限次元の差分格子上で解を求めるのであるから、当然乱流モデルを必要とする。この問題は数値計算ないしはその応用といった分野を逸脱する複雑且つ難解な話題であるので、ここでは本解析に於ては参考文献8)にあるいわゆる Baldwin-Lomax のモデルを用いたことを記すに留める。

### 3. 振動翼回りの時間依存移動格子網の生成

静止した3次元物体回りの格子網の生成の方法には幾つかある。大きく分けて非線形微分方程式の解として得る方法、適切な代数関数を用いて解析的に生成する方法とがある。

非線形微分方程式の解として格子を得る方法は一応如何なる物体形状回りにも理論的には自動的に作業が可能であり比較的滑らかな格子を得ることが出来るが、それに要する計算時間は膨大である。一方解析的に生成する手法は計算時間の効率の面では極めて優れているが如何なる代数関数を用いて物体表面と外部境界を内挿するかに関しては高度の技術を要し経験が必要とする所である。

ここではまず代数的手法を用いて翼の静止位置回りの格子網を生成した。非定常空気力の計算には多くの場合翼根付近よりも翼端近くの精度を要求されることがしばしばある。その為、翼端でのフェアリング等も考慮した。本計算での格子はスパン方向にはO型、コード方向にはC型であり比較的効率良く3次元翼を覆い包むことが可能である。

振動翼回りの解析では翼の剛体運動あるいは弾性変形に合せて、各時刻において滑らかな格子を生成する必要がある。基本的には各ステップで通常静止位置回りと同様の手法で格子網を生成すれば良いわけであるがそのための計算時間は無視できない。そこで以下の方法でひとつの静止位置回りの格子を用いて時間依存形式で移動格子網を生成することを考える。

$\xi, \eta, \zeta$  に対応する差分格子を表わす添字をそれぞれ  $J, K, L$  とし  $L_{\min}, L_{\max}$  はそれぞれ  $\zeta = 0, \zeta = \zeta_{\max}$  に対応するものとする。以下  $\zeta = 0 (L_{\min})$  は対象とする物体表面、 $\zeta = \zeta_{\max} (L_{\max})$  を外部無

限遠境界を表わす場合に話を限ることとする。 $\xi =$  一定、 $\eta =$  一定の格子線に沿って次の内挿関数を定義する。

$$S(L) = 1 \quad L \leq L_{\text{Ref.}}$$

$$S(L) = \sqrt{1 - \{(L_{\max} - L) / (L_{\max} - L_{\text{Ref.}})\}^2} \quad L > L_{\text{Ref.}} \quad (11)$$

を定義する。次に時刻  $t = t$  より  $\Delta t$  秒間に於る物体表面上の差分格子点の変位を  $\Delta x_{j,k,l}, \Delta y_{j,k,l}, \Delta z_{j,k,l}$  で表わし、時刻  $t = t + \Delta t$  での格子点の座標値を

$$X_{j,k,l}^{n+1} = X_{j,k,l}^n + \Delta X_{j,k,l=1}^n \cdot S(L)$$

$$Y_{j,k,l}^{n+1} = Y_{j,k,l}^n + \Delta Y_{j,k,l=1}^n \cdot S(L) \quad (12)$$

$$Z_{j,k,l}^{n+1} = Z_{j,k,l}^n + \Delta Z_{j,k,l=1}^n \cdot S(L)$$

で計算する。

(10)式で  $\Delta x_{j,k,l}, \Delta y_{j,k,l}, \Delta z_{j,k,l}$  は翼の運動が前以て記述されている場合には時刻  $t$  の関数として与えられ、また翼の運動が空気力と連成する場合には翼の運動方程式より得られるものである。すなわち(11), (12)式から明らかなように本手法に於ける格子網の運動は、翼面上あるいは翼近辺では翼の運動と全く同じ運動を強制しその動きは外部境界に近づくにしたがい緩慢となりさらに外部境界そのものは翼の運動中も静止していることになる。本手法では翼の運動中、格子線が互いに交らないという保証はないが、筆者等が行った数値実験では2次元及び3次元問題共にかなり大きな振幅の運動に至るまで格子線は交わることなく且つ格子網の滑らかさを保ちつつ各時刻に於て運動物体回りの格子が時間依存形式で生成されることが確かめられた。

### 4. 計算結果

まず、一般の格子を用いて移動格子網のチェックを行った。前述の如く2次元および3次元ともにスムーズな移動格子がえられることを確認した。翼を振幅  $10^\circ$  のピッチング運動と振幅 0.1 (翼弦長 1) ヒービング運動の連成した強制振動を課した場合に於ても各時刻で得られる格子は交わることなく極めて滑らかであることが分かった。

次に NORA の 3 次元翼の解析例を示す。NORA の翼は 1977 ~ 78 年に欧州の著名な 4 箇所の風洞 (NLR, ONERA, RAE, DFWLR-AVA) で対応風

洞試験が行われた。アスペクト比2前縁後退角 $50^\circ$ 、翼厚比5%、テーパー比約0.35である。55%翼弦を貫く後退軸回りにピッチング運動が可能である。翼型はNACA64系の5%対象翼を基本とし若干の修正がなされている。NORAの翼は、本来尾翼として設計されたものであるが、主翼のdown-washを被り前縁付近での剥離が観察された。この不都合を解消する為、翼前縁付近のキャンバーを幾分上反りにするいわゆるup-droopの修正が加えられた。スパン方向の各セクションにおける翼断面を図1に示す。図2に翼回りの格子網を示す。前述のように、翼弦方向にはC型、スパン方向にはO型であり、比較的効率良く格子点が使われている。格子の大きさは翼弦C型方向に147点、スパンO型方向に14点、翼表面から外部境界に向う方向に27点の都合約56000点である。外部境界の位置は半翼根弦長を1として約12、下流方向の境界は約20の位置に置いた。この翼の翼根での実際の弦長が65cmである。物体表面に垂直方向の格子点の数は十分ではないが、その最小格子網は $1.0 \times 10^{-4}$ とした。通常境界層の中には最低10点の格子を必要とするが、今回の計算では計算機の記憶容量の都合上、上記の格子の大きさ

を選ばざるを得なかった。物理空間から計算空間への変換トポロジーは比較的簡潔である。図2で翼端前縁から上流翼端、外側に伸びる線は強烈な特異線となる。翼端より外側に広がる面は特異面、翼後縁から下流に広がる面は、2次元C型格子に見られると全く同様の特異面である。外部境界のコード方向断面形状はいずれのスパンセクションをとっても前円後方型である。

図3にこの格子を用いて計算した定常解を示す。マッハ数は0.9、レイノルズ数 $6 \times 10^6$ 、迎え角 $4^\circ$ である。この場合の計算はEuler-Implicit Scheme（すなわち $\phi=1.0$ 、 $\theta=0.0$ ）、及び計算時間の節約の為、局所可変時間積分ステップ幅の手法を用いた。計算の繰返数は約1000回で十分であった。その後1500回まで計算を続行したが図に描く限りに於ては解の動きは全く見られなかった。図ではスパン方向0%、12.3%、27.4%、44.2%、60.7%、75.5%、87.4%の各断面に於ける $C_p$ 分布が示されている。図中○印は実験結果である。一般にこの種の計算では、翼厚比が小さい場合には解は特に翼前縁付近の精度が悪くなる傾向がある。このケースもその一例であるが、実験結果との比較に於ては、

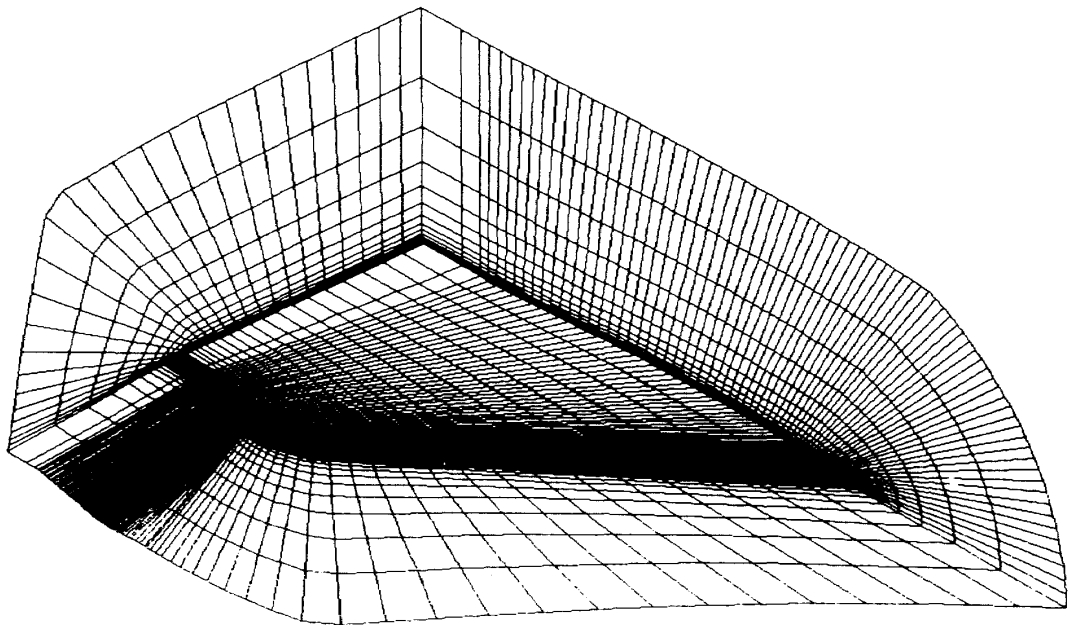


図1 NORAの翼回りの格子網



図2 NORAの翼型

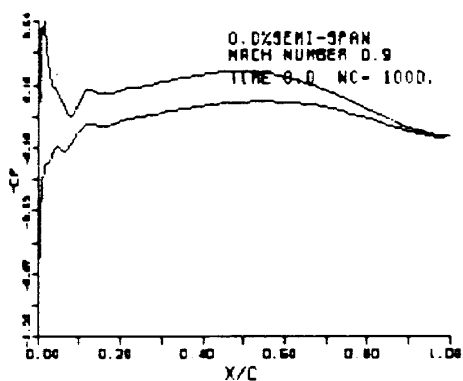


FIG. 1. CP DISTRIBUTION

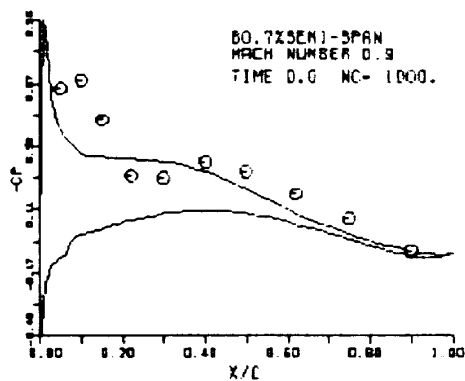


FIG. 5. CP DISTRIBUTION

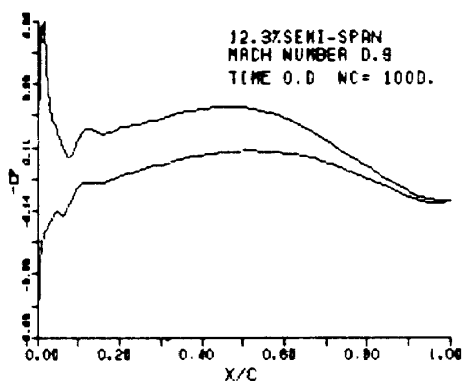


FIG. 2. CP DISTRIBUTION

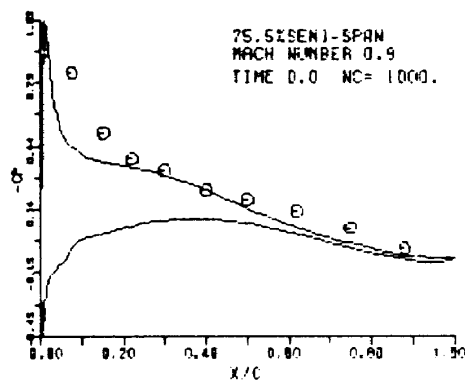


FIG. 6. CP DISTRIBUTION

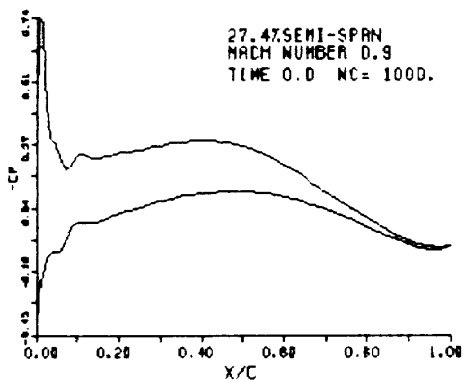


FIG. 3. CP DISTRIBUTION

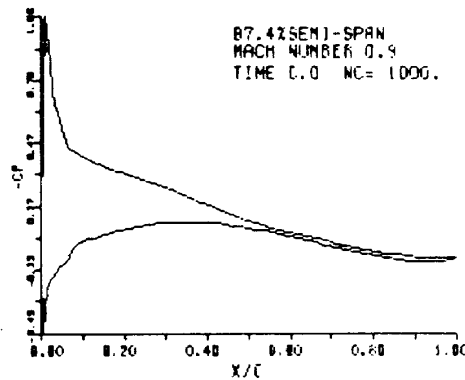


FIG. 7. CP DISTRIBUTION

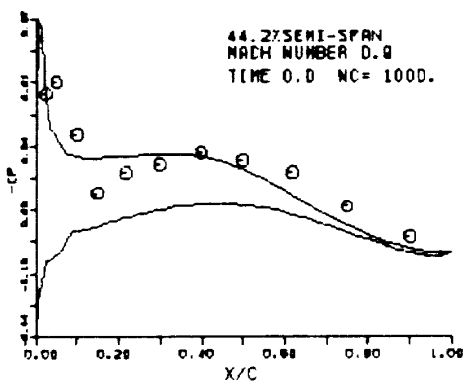


FIG. 4. CP DISTRIBUTION

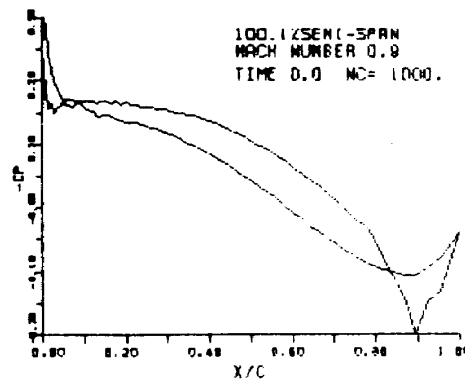


FIG. 8. CP DISTRIBUTION

図 3 定常解 ( $M = 0.9$ ,  $Re = 6 \times 10^6$ ,  $\alpha_0 = 4^\circ$ )

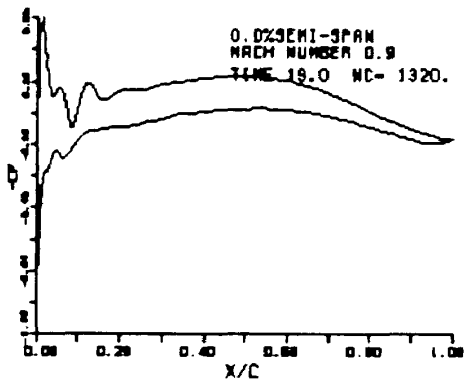


FIG. 1. CP DISTRIBUTION

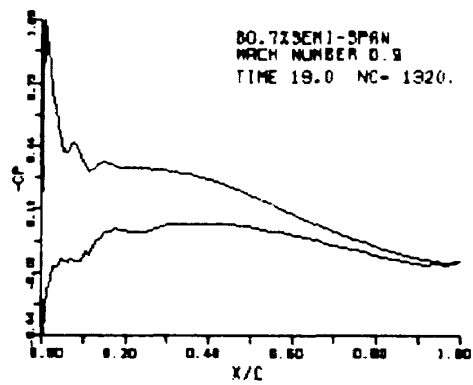


FIG. 5. CP DISTRIBUTION

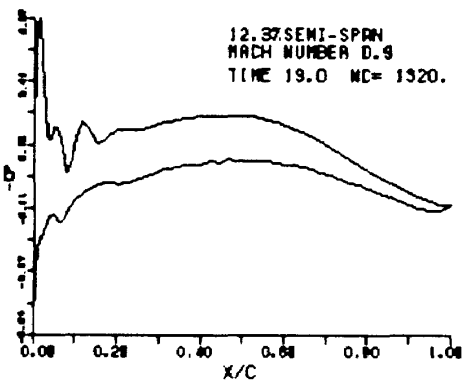


FIG. 2. CP DISTRIBUTION

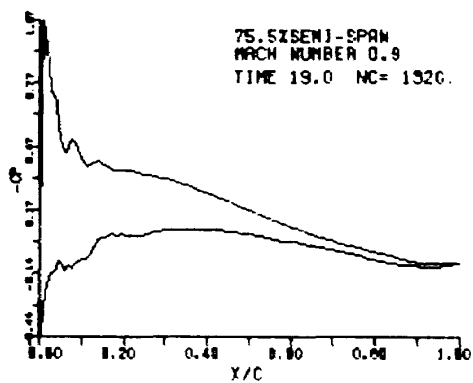


FIG. 6. CP DISTRIBUTION

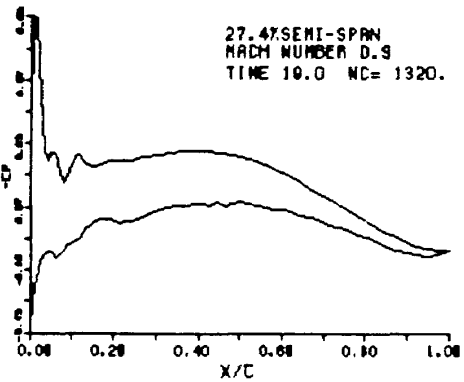


FIG. 3. CP DISTRIBUTION

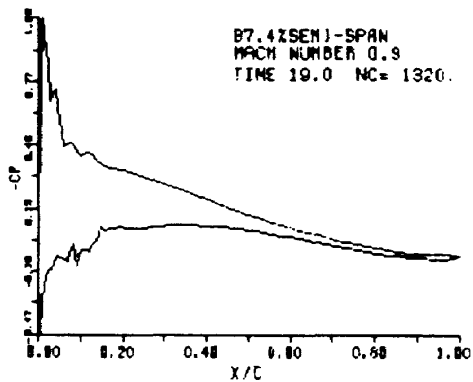


FIG. 7. CP DISTRIBUTION

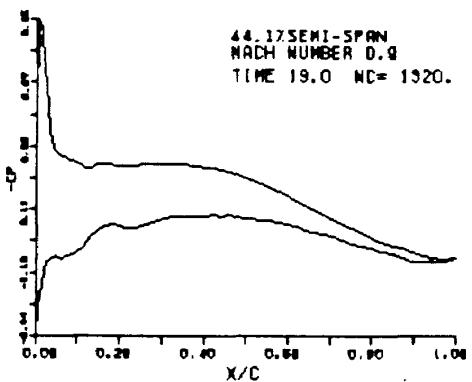


FIG. 4. CP DISTRIBUTION

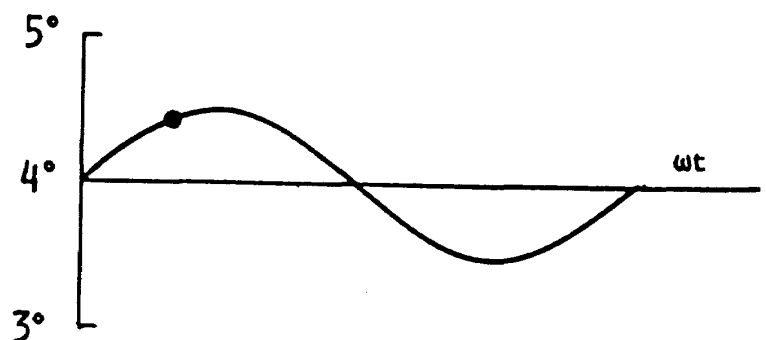


図4 a 非定常解 ( $k=0.428$ ,  $\Delta\alpha=1^\circ$ ,  $kt=60^\circ$ )

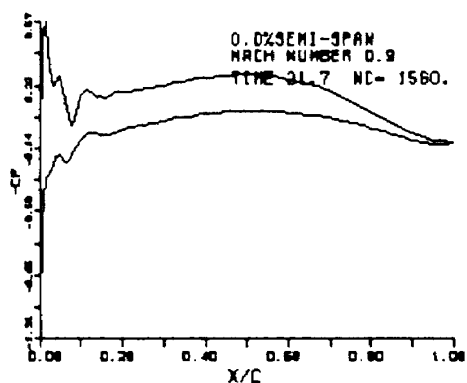


FIG. 1. CP DISTRIBUTION

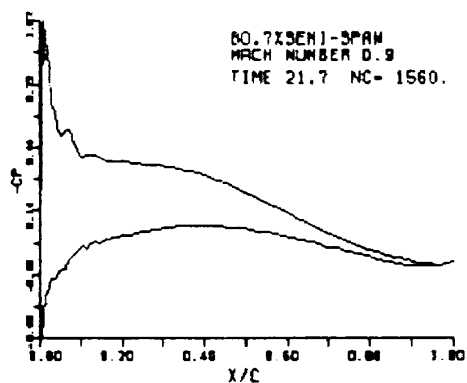


FIG. 5. CP DISTRIBUTION

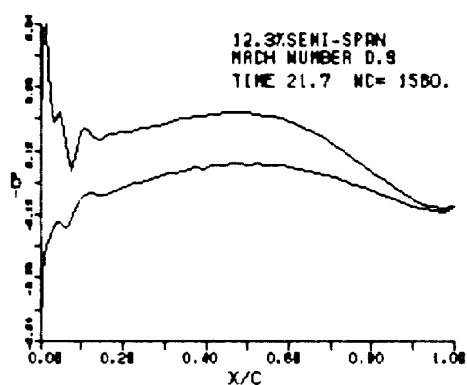


FIG. 2. CP DISTRIBUTION

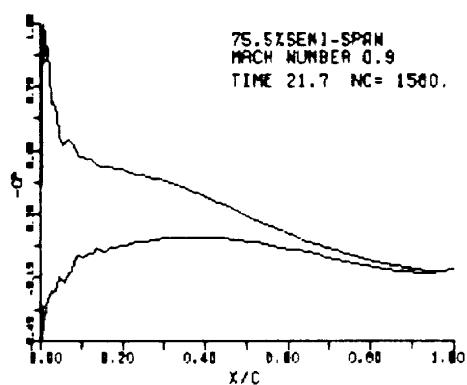


FIG. 6. CP DISTRIBUTION

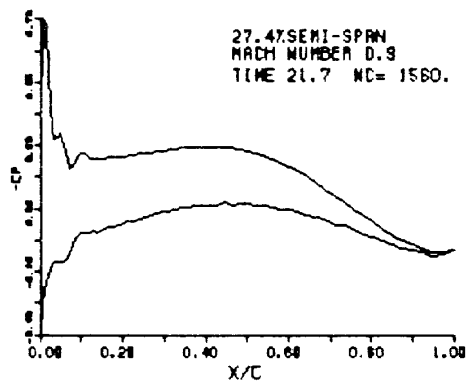


FIG. 3. CP DISTRIBUTION

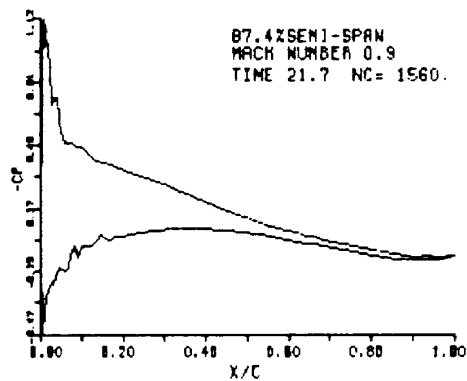


FIG. 7. CP DISTRIBUTION

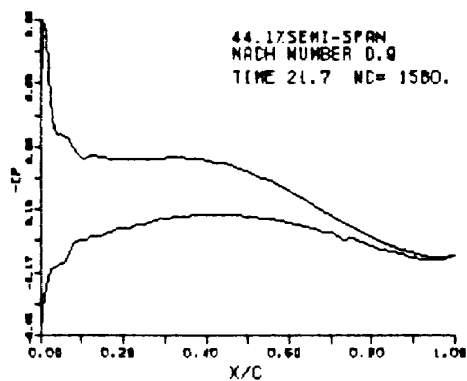
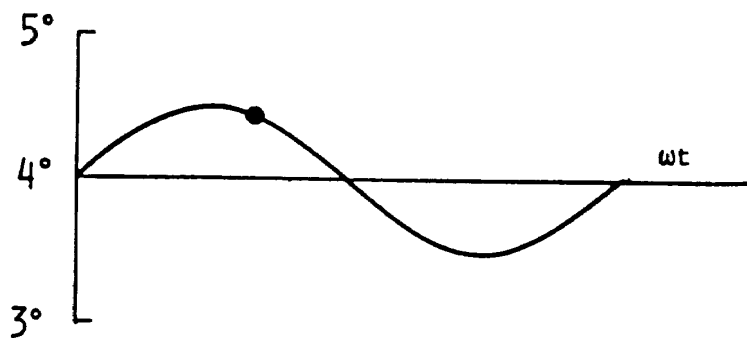


FIG. 4. CP DISTRIBUTION

图 4 b 非定常解 ( $k=0.428$ ,  $d\alpha=1^\circ$ ,  $kt=120^\circ$ )

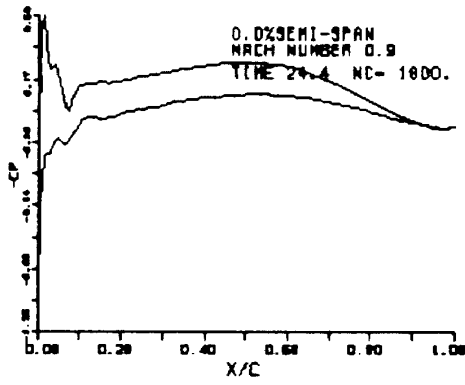


FIG. 1. CP DISTRIBUTION

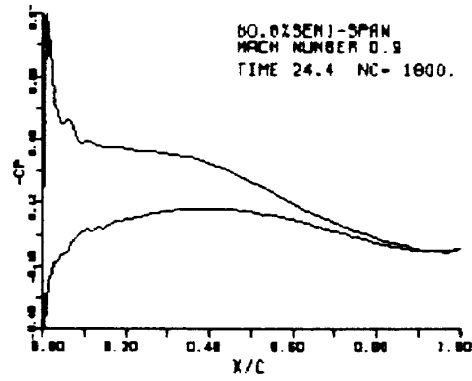


FIG. 5. CP DISTRIBUTION

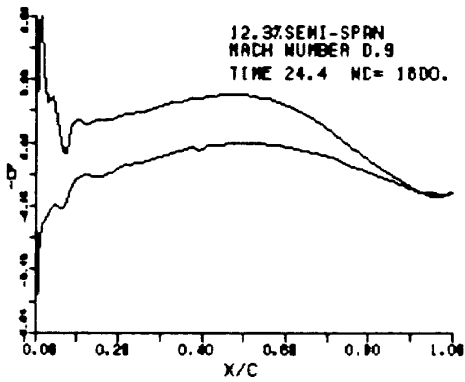


FIG. 2. CP DISTRIBUTION

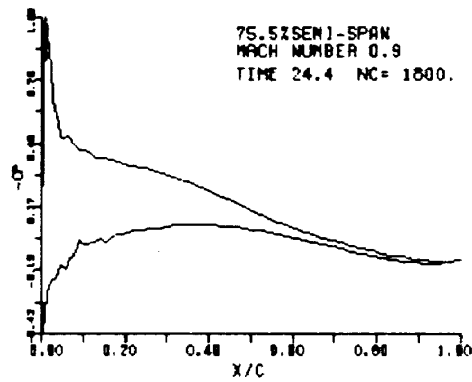


FIG. 6. CP DISTRIBUTION

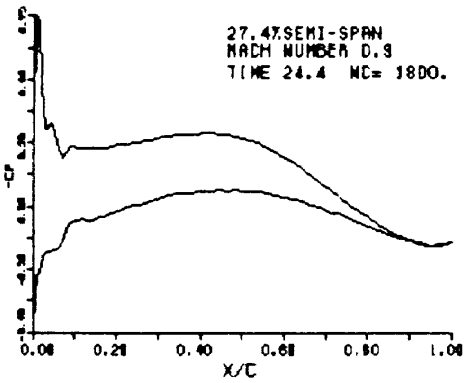


FIG. 3. CP DISTRIBUTION

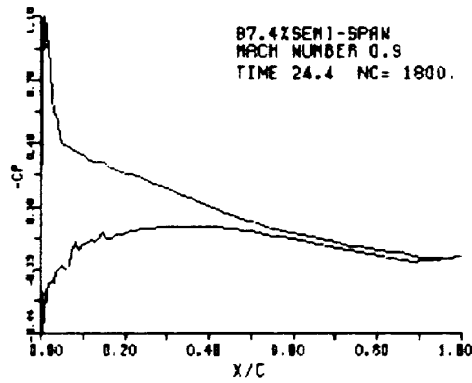


FIG. 7. CP DISTRIBUTION

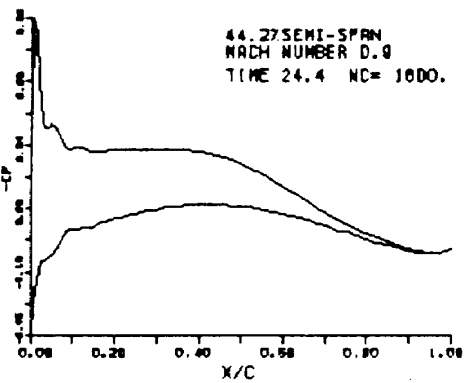
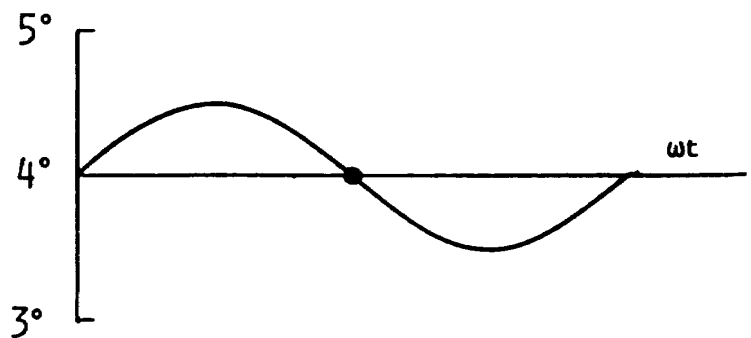


FIG. 4. CP DISTRIBUTION

図 4 c 非定常解 ( $k=0.428$ ,  $\Delta\alpha=1^\circ$ ,  $kt=180^\circ$ )

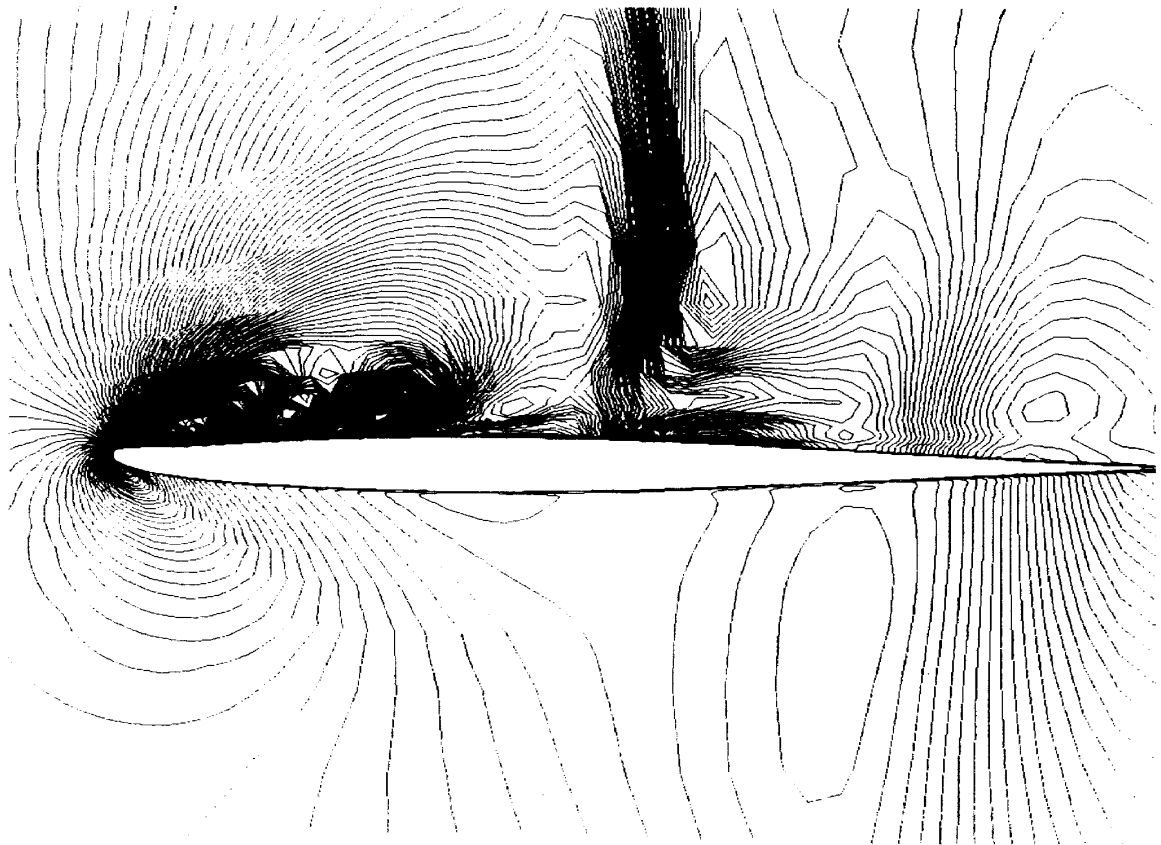


図5 等密度線 (スパン位置約 30 %,  $kt = 60^\circ$ )

その解の合致度は許容範囲にあると考えられる。図 4 a ~ b に非定常解を示す。55 % 翼弦長を貫くピッチ軸の回りに無次元振動数 0.428 (翼弦長 1) ピッチング運動した場合の非定常空気力である。振幅は  $1.0^\circ$  である。非定常計算では 3-Point-Implicit ( $\phi = 1.0$ ,  $\theta = 1/2$ ) を用い時間ステップ幅は空間的に一定とした。用いた値は  $t = 0.0113$  一周期 1440 回の計算となる。2 周期計算を続行した後 3 周期目の結果を示した。紙面の都合上翼振動の位相  $0^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $180^\circ$  に於ける空気力を示す。本例題での実験結果の詳細は参考文献 9) に述べられている。前述の如く、主翼の down-wash の影響による前縁剥離を防ぐために修正された翼型は、主翼の down-wash がない場合には平均迎え角が零の場合でも前縁近くに剥離を伴う流れを実現する。数値実験に於てもこの様子は定性的に捕えることができた。図 5 にセミスパン位置約 30 % コード方向断面に於ける空気密度等高線を示す。前縁付近での流れは非常に複雑になっているが、前縁から吐出される渦が後方に流れていく様子がよく観察できる。

#### 参 考 文 献

- 1) Mehta, U.B.: Dynamic stall of an Oscillating airfoil. AGARD R-23, AGARD Fluid Dynamics Panel Symposium on Unsteady Aerodynamics, Ottawa, Canada, Sept. 1977.
- 2) Chyu, W.J. and Kuwahara, K.: Computations of Transonic Flow Over an Oscillating Airfoil with Shock-Induced Separation. AIAA Paper 82-0350, AIAA 20th Aerospace Science Meeting, Orlando, Florida, Jan. 1982.
- 3) 信太, 桑原: 「ダイナミックストールの数値解析」航空宇宙技術研究所第 4 回航空機計算空気力学シンポジウム, 昭和 61 年 6 月, 本レポート.
- 4) Steger, J.L.: Implicit Finite Difference Simulation of Flow About Arbitrary Geometries With Application to Airfoils. AIAA J. (16), 687-692, July 1978.

- 5) Pulliam, T.H., and Steger J.L.: Recent Improvement in Efficiency, Accuracy, and Convergence for Implicit Approximate Factorization Algorithms. AIAA Paper 85-0360 AIAA 23rd Aerospace Science Meeting, Reno, Nevada, Jan. 1985.
- 6) Pulliam, T.H.: Euler and Thin Layer Navier-Stokes Codes: ARC2D, ARC3D. Notes for Computational Fluid Dynamics User's Workshop, The University/Tennessee Space Institute Tullahoma, Tennessee, March 1984.
- 7) Pulliam, T.H. and Chausee D.S.: A Diagonal Form of an Implicit Approximate-Factorization Algorithm. J. Computational Physics, (39), Feb. 1981.
- 8) Baldwin, B.S. and Lomax, H.: Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows. AIAA Paper 78-257, AIAA 16th Aerospace Science Meeting, Huntsville, Alabama, Jan. 1978.
- 9) Lambourne, N. et al.: Comparative Measurements in Four European Wind Tunnels of the Unsteady Pressures on Oscillating Model (The NORA Experiments). AGARD R No. 673, Oct. 1979.

