

境界要素法による全機形態の非定常空力計算

柳 沢 三 憲* 森 田 甫 之* 巽 重 文**

Calculations of Unsteady Aerodynamics for a Full Aircraft
Configuration Using Boundary Element Method

by

Mitsunori YANAGIZAWA, Toshiyuki MORITA
*National Aerospace Laboratory*Shigefumi TATSUMI
Mitsubishi Heavy Industries Ltd.

ABSTRACT

A boundary element method is presented for determining aerodynamic loadings on arbitrary configurations in oscillatory subsonic flow. Formulas (modified Morino's method) are given for the unsteady pressure distributions or unsteady force experienced in subsonic flow by the wing-store combination, oscillating in the torsional oscillations about a fixed axis parallel to the span and other oscillating modes (flapping, plunging). Interference effects from an underwing pylon store were analyzed.

The method is finally verified through comparison with experiment for the model at angles of attack from -5 degree to $+5$ degree, and reduced frequencies from 0.65 to 1.3 at low subsonic flow.

1. ま え が き

従来、航空機の飛行性能の解析やフラッタ計算等には非定常薄翼理論が多く用いられた。例えば、揚力線理論、ダブルット格子法、揚力面理論、局所モーメント理論等がある。しかし、翼胴干渉問題や外部搭載物のあるような強い空力干渉がある場合には薄翼理論では表現するのは難しい。これらの要求に対応できるグリーン関数法による全機形態の非定常空力解析プログラムの開発を行った。

本報告ではMorinoの方法により、亜音速定常流におけるパネル法に準じて非定常空力計算を行った。

しかし、定常流の場合と異なり、境界条件として振動モードが入る点等が少し複雑になる。また、後流渦面の積分方法が若干違った取扱いになる。振動モードは汎用化を考え任意の方向の回転軸を設定できるようにした。即ち、Pitching, Flapping, Plungingの各振動モードに対する非定常空力計算を可能にした。

これらの計算法の実証試験として外部搭載物付き低アスペクト比翼航空機を例として測定値との比較を行った(図1)。風速30m/sから50m/s、無次元振動0.65から1.3で翼型NASA65A006を用いた縦横比2.0の翼を翼弦長40%の軸でPitching振動させて風試した。

* 航空宇宙技術研究所

** 三菱重工業(株)・名古屋航空機製作所

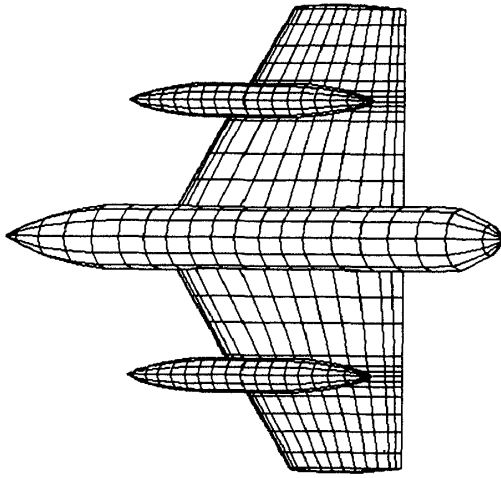


図1 Wing-Store Model のパネル化,
\$N = 1672\$

2. 亜音速非定常流に関する積分方程式

流れは非粘性で、初期回転はなく、等エントロピー的に変化する理想気体であると仮定する。亜音速非定常流に関する基礎方程式は次式で表わされる。

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - 2 \frac{U_\infty}{a_\infty^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{1}{a_\infty} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

ここで \$\varphi\$ は擾乱速度ポテンシャル、\$a_\infty\$ は音速、\$U_\infty\$ は一様流である。この非同次の非定常ポテンシャルの方程式からガリレー変換を用いて非定常ポテンシャルに関するグリーン関数を得る。その過程の詳細は文献 1) を参照されたい。

得られたグリーン関数に微少調和振動を仮定し、Prandtl-Glauert 変換を施すと次式が得られる。

$$4\pi E(P_*) \widehat{\phi}(P_*) = - \iint_{\Sigma_B} \left(\frac{\partial \widehat{\phi}}{\partial N} \right) \frac{e^{-S_0 R}}{R} d\Sigma + \iint_{\Sigma_B} \widehat{\phi} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{e^{-S_0 R}}{R} \right) d\Sigma \quad (2)$$

ここに \$E(P_*)\$ は領域関数、\$S_0 = S/(\beta a_\infty)\$、\$\Omega = \omega/(\beta a_\infty)\$、\$\widehat{\phi} = \varphi e^{-S_0 M_\infty X}\$ とする。

選点 (Collocation point) を物体表面にとる。\$E = \frac{1}{2}\$、調和振動であるから \$S_0 = i\Omega\$ とする。また、後流渦面からの寄与を分けて書くと

$$2\pi \widehat{\phi}(P_*) = - \iint_{\Sigma_B} \left(\frac{\partial \widehat{\phi}}{\partial N} \right) \frac{e^{-i\Omega R}}{R} d\Sigma + \iint_{\Sigma_B} \widehat{\phi} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{e^{-i\Omega R}}{R} \right) d\Sigma - \iint_{\Sigma_W} (\widehat{\phi}_u - \widehat{\phi}_l) \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{e^{-i\Omega R}}{R} \right) d\Sigma \quad (3)$$

揚力物体では一般に翼の後縁における上下面の速度ポテンシャルは異なり、\$\widehat{\phi}_{T.E.u} \neq \widehat{\phi}_{T.E.l}\$ である。後流渦面の上下面において圧力差が存在しないという条件から次式が導かれる。

$$(\widehat{\phi}_u - \widehat{\phi}_l)_{wake} = (\widehat{\phi}_u - \widehat{\phi}_l)_{T.E.} e^{-\frac{i\Omega}{M_\infty}(X-X_*)} \quad (4)$$

(3)式は右辺第 3 項のポテンシャル差の項のみにマッハ数 \$M_\infty\$ が陽に表われている。

非定常境界積分方程式(3)も定常流の場合と同様に境界選点法により離散化するため、物体表面および後流渦面を四辺形要素 \$\Sigma_B\$、\$\Sigma_W\$ に分割する。その際、非定常流の場合は後流渦面 \$\Sigma_W\$ をさらに流れ方向に小分割する。Subpanel に分割された後流渦面を図 2 に示す。流れ方向に 10 波長とり、Subpanel を 100 枚設定した。結局、(3)式の積分方程式は物体表面のパネル数の自由度に離散化されて、複素数型の連立一次方程式になる。

$$[\delta_{hk} - \widehat{C}_{hk} - \widehat{W}_{hk}] \{\widehat{\phi}_k\} = [\widehat{B}_{hk}] \left\{ \left(\frac{\partial \widehat{\phi}}{\partial n} \right)_k \right\} \quad (5)$$

ここに、\$\delta_{hk}\$ は Kronecker のデルタであり、\$\widehat{C}_{hk}\$、\$\widehat{W}_{hk}\$、\$\widehat{B}_{hk}\$ は複素数型空力影響係数で、次式で表わせる。

$$\widehat{C}_{hk} = \left[\frac{1}{2\pi} \iint_{\Sigma_B} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{e^{-i\Omega R}}{R} \right) d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (6)$$

$$\widehat{B}_{hk} = \left[\frac{-1}{2\pi} \iint_{\Sigma_B} \frac{e^{-i\Omega R}}{R} d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (7)$$

$$W_{hk} = \left[\frac{\pm 1}{2\pi} \iint_{\Sigma_W} e^{-\frac{i\Omega}{M_\infty}(X_h - X_k)} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{e^{-i\Omega R}}{R} \right) d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (8)$$

(5)式の右辺の \$\left(\frac{\partial \widehat{\phi}}{\partial n} \right)\$ は微少擾乱の仮定を用い、近

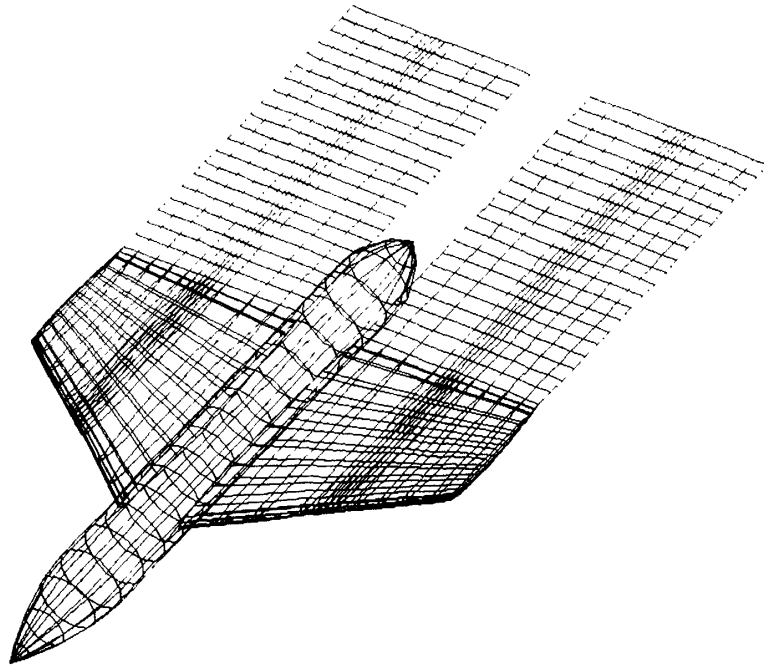


図2 後流渦面の設定

似 $(\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial N}) \Rightarrow (\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial n})$ を採用している。

空力影響係数(6), (7), (8)式を計算する際, h, k が一致するときは特異積分になり, このまま数値積分すると非常に効率が悪くなる。文献2)を参考に ΩR の値に応じて次のように分ける。

① $\Omega R \geq 1$ の場合

$$\hat{C}_{hk} = \left[\frac{1}{2\pi} e^{-i\Omega R} (1+i\Omega R) \iint_{\Sigma_B} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{1}{R} \right) d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (9)$$

$$\hat{B}_{hk} = \left[\frac{-1}{2\pi} e^{-i\Omega R} \iint_{\Sigma_B} \frac{1}{R} d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (10)$$

$$\hat{W}_{hk} = \left[\frac{\pm 1}{2\pi} e^{-\frac{i\Omega}{M_\infty} (X'_h - X_k)} e^{-i\Omega R} (1+i\Omega R) \times \iint_{\Sigma_W} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{1}{R} \right) d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (11)$$

② $\Omega R < 1$ の場合

$e^{-i\Omega R}$ を Maclauline 展開して, 次式が得られる。

$$\hat{C}_{hk} = \left[\frac{1}{2\pi} \left\{ \iint_{\Sigma_B} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{1}{R} \right) d\Sigma \right. \right.$$

$$\left. + \iint_{\Sigma_B} \left(\frac{\Omega^2}{2} - i \frac{\Omega^3 R}{3} - \frac{\Omega^4 R^2}{6} \right) \frac{(-\mathbf{R} \cdot \mathbf{N})}{R} d\Sigma \right]_{P=P_k} \quad (12)$$

$$\hat{B}_{hk} = \left[\frac{-1}{2\pi} \left\{ \iint_{\Sigma_B} \frac{1}{R} d\Sigma - \iint_{\Sigma_B} \left(-i\Omega - \frac{\Omega^2 R}{2} + i \frac{\Omega^3 R^2}{6} \right) d\Sigma \right\} \right]_{P=P_k} \quad (13)$$

$$\hat{W}_{hk} = \left[\frac{1}{2\pi} \left\{ \iint_{\Sigma_W} \frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{1}{R} \right) d\Sigma + \iint_{\Sigma_W} \left[-\frac{\alpha^2}{2} + \alpha\beta - \frac{\alpha^2 \beta}{6} + i(\beta - \alpha - \frac{\alpha^2 \beta}{2} + \frac{\alpha^3}{6}) \right] \frac{1}{R^2} \frac{(-\mathbf{R} \cdot \mathbf{N})}{R} d\Sigma \right\} \right]_{P=P_k} \quad (14)$$

ただし, $\alpha = \left(\frac{X'_h - X_k}{M_\infty} + R \right)$, $\beta = \Omega R$ である。

非定常流の場合, 境界条件としてそれぞれの振動モードを課する必要がある。航空機の運動を定常状態の周りに微小調和振動していると仮定し, 物体表面の動く速度を \mathbf{V}_B , 物体表面の単位法線ベクトル

を \mathbf{n} とし、その変動法線ベクトルを $\Delta \mathbf{n}$ とする。

$$\mathbf{n}(t) = \mathbf{n} + \Delta \mathbf{n}(t)$$

時間変動している物体表面に対して流れが沿うと言う境界条件は次式で表わせる。

$$\left(\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial \mathbf{n}} \right)_u = \{ \mathbf{V}_B \cdot (\mathbf{n} + \Delta \mathbf{n}) - U_\infty \cdot \Delta \mathbf{n} \} \frac{1}{U_\infty} \quad (15)$$

(15)式に Pitching の場合は

$$\mathbf{V}_B = i \omega \mathbf{j} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_R) \alpha_0 e^{i\omega t} \quad (16)$$

また、Plunging の場合は

$$\mathbf{V}_B = -i \omega \mathbf{k} h_0 e^{i\omega t} \quad (17)$$

を代入する。ここで \mathbf{j} , \mathbf{k} は y , z 方向の単位ベクトルである。

一般に、任意の回転軸回りの回転は次式で表わされる。

$$\begin{aligned} \mathbf{R} = & \mathbf{R}_1 + \mathbf{L}_1 \frac{\mathbf{L}_1 \cdot \mathbf{L}_2}{|\mathbf{L}_1|^2} + \mathbf{L}_3 \cos \theta \\ & + \frac{\mathbf{L}_1 \times \mathbf{L}_2}{|\mathbf{L}_1 \times \mathbf{L}_2|} |\mathbf{L}_3| \sin \theta \end{aligned} \quad (18)$$

ここで、 \mathbf{L}_1 は回転軸のベクトル、 \mathbf{R}_1 は \mathbf{L}_1 の始点の位置ベクトル、 \mathbf{L}_2 は考えている点と始点を結ぶベクトル、 \mathbf{L}_3 は回転軸に垂直なベクトルである。

(18)式から \mathbf{V}_B , $\Delta \mathbf{n}$ を計算した。

3. 擾乱速度ポテンシャルの微分

得られた擾乱速度ポテンシャルを物理空間座標で微分し圧力係数を求める。本方法では翼の後縁や広域的パネルの境界付近の微分が簡単に行え、パネルの中心で微分値が得られるのが特徴である。

隣り合う連続する三つのパネルのポテンシャルについて、その変化は表面距離 s に関して二次式で表されると仮定して、微分を行う。非定常流では、

$$\bar{\phi} = \hat{\phi} e^{\frac{i\Omega}{M_\infty} X} = a s^2 + b s + c \quad (19)$$

a , b , c は二次曲線の係数で三点の擾乱速度ポテンシャルから計算される。したがって、 s_1 , s_2 方向の微分は

$$\bar{\phi}_{s1} = 2 a_1 s_1 + b_1 \quad (20)$$

$$\bar{\phi}_{s2} = 2 a_2 s_2 + b_2$$

今、 s_1 , s_2 方向の接線単位ベクトルを $\boldsymbol{\lambda}_1$, $\boldsymbol{\lambda}_2$ とする。

$$\boldsymbol{\lambda}_1 = \frac{\mathbf{b}_1}{|\mathbf{b}_1|}, \quad \boldsymbol{\lambda}_2 = \frac{\mathbf{b}_2}{|\mathbf{b}_2|} \quad (21)$$

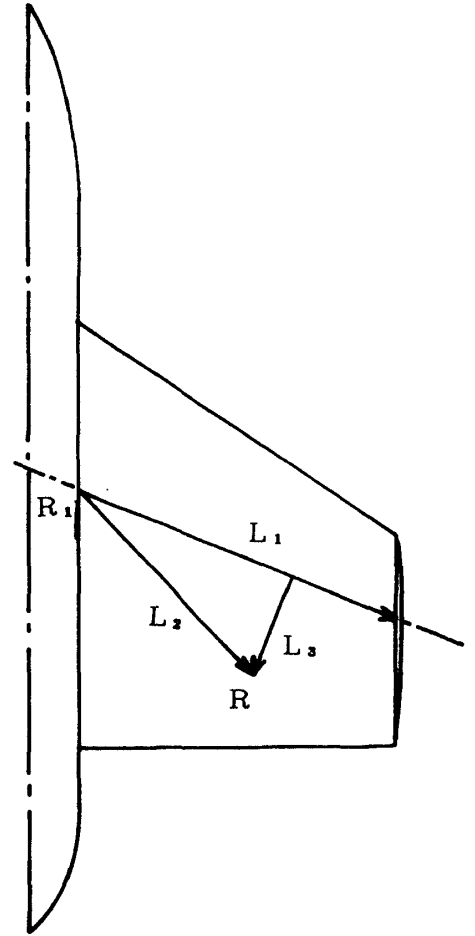


図3 回転軸に対する変位のベクトル

$$\boldsymbol{\lambda}_1 = \mathbf{n}_n \times \mathbf{n}_{r1}, \quad \boldsymbol{\lambda}_2 = \mathbf{n}_{n2} \times \mathbf{n}_{r2} \quad (22)$$

ここに \mathbf{n}_n , \mathbf{n}_r は

$$\mathbf{n}_n = \frac{\mathbf{b} \times \mathbf{c}}{|\mathbf{b} \times \mathbf{c}|}, \quad \mathbf{n}_r = \frac{\mathbf{a} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{a} - \mathbf{r}_0|} \quad (23)$$

である。詳細は参考文献3)を参照のこと。次に、パネル p に接し、 s_1 方向に \mathbf{e}_1 をとり、 s_1 に直角方向を \mathbf{e}_2 とする直交化を行う。それぞれの方向の微分は次式で表わせる。

$$\bar{\phi}_{e1} = \bar{\phi}_{s1} / U_\infty \quad (24)$$

$$\bar{\phi}_{e2} = \frac{1}{1 - (\boldsymbol{\lambda}_1 \cdot \boldsymbol{\lambda}_2)^2} \{ \bar{\phi}_{s2} - (\boldsymbol{\lambda}_1 \cdot \boldsymbol{\lambda}_2) \bar{\phi}_{s1} \} \frac{1}{U_\infty} \quad (25)$$

非定常圧力係数を得るには、圧力および擾乱速度ポテンシャルには次の関係がある。ただし、 $\Omega = \omega / (a_\infty \beta)$, $T = a_\infty \beta t$ である。

$$C_p = \hat{C}_p e^{i\Omega T} \quad (26)$$

$$\bar{\phi} = \hat{\phi} e^{i\Omega(T + M_\infty X)} \quad (27)$$

したがって、

$$\widehat{C}_p = \frac{-2}{\beta} e^{-ik\beta X} \frac{\partial}{\partial X} \left(\widehat{\phi} e^{\frac{ik}{\beta} X} \right) \quad (28)$$

ここで、 \widehat{C}_p は圧力係数の複素振幅である。結局、 \widehat{C}_p は次式のように表わせる。

$$\widehat{C}_p = \frac{-2}{\beta} \{ \bar{\phi}_{e1} \lambda_1 \cdot \mathbf{i} + \bar{\phi}_{e2} (\lambda_2 - (\lambda_1 \cdot \lambda_2) \lambda_1) \cdot \mathbf{i} \} e^{-ik\beta X} \quad (29)$$

ここに \mathbf{i} は X 方向の単位ベクトルであり、 λ_1 、 λ_2 はそれぞれ s_1 、 s_2 方向の単位ベクトルである。

4. 非定常空力係数の計算

各パネルの中心における圧力係数が求められたのでパネルの面積と単位法線ベクトルを掛けて、力およびモーメントの非定常空力係数が求められる。

$$\widehat{C}_F = \frac{1}{S_R} \iint_{\sigma_B} \widehat{C}_p \mathbf{n} d\sigma \quad (30)$$

$$\widehat{C}_M = \frac{1}{S_R T_R} \mathbf{t}_R \cdot \iint_{\sigma_B} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_R) \times \mathbf{n} \widehat{C}_p d\sigma \quad (31)$$

ここに S_R は基準面積、 T_R は基準長さ、 \mathbf{t}_R は回転方向の単位ベクトル、 \mathbf{r}_R は基準点の位置ベクトル、 \mathbf{n} はパネルの単位法線ベクトルである。揚力傾斜 $C_{L\alpha}$ や迎角静安定 $C_{m\alpha}$ 、およびその安定微係数 $C_{L\dot{\alpha}}$ 、 $C_{m\dot{\alpha}}$ を求めることができる。

5. 模型および測定装置

1) Wing-Store Model

供試模型として、図1に示すように外部搭載物付き低アスペクト比翼航空機の形状を用いた。翼型はNACA65A006の対称翼で縦横比 $AR=2$ 、前縁後退角 $\Gamma=33.7^\circ$ の翼である。翼幅位置 $\eta=0.535$ のところにパイロンおよびタンクが存在する。胴体は円形断面で頭部および尾部はOgive形である。測定孔は半翼幅位置 $\eta=0.2, 0.35, 0.5, 0.55, 0.68, 0.87$ に設定し、タンク上には円周方向右まわりに $\theta=60^\circ, 180^\circ, 240^\circ$ の位置に設定した。なお、数値模型はパネル総数1672枚である。

風速は30, 40, 50m/sと変化させた。したがって、無次元振動数 $k=0.65, 0.82, 0.88$ と変化した。

2) 非定常圧力および動安定微係数の測定方法

非定常圧力分布は tube-scanivalve 方式で測定した。これは tube の伝達関数で、変動圧力の振幅および位相を補正して測定する方法である。また、動安定微係数は自由振動法を用いて測定した。

6. 計算結果および考察

亜音速流で圧縮性の影響を考慮した積分方程式(3)を用い、外部搭載物付き低アスペクト比翼航空機を例に、測定値と比較し、この開発したプログラムの信頼性を検討した。

全機形状における境界条件の一つ、Kuttaの条件は主翼の後縁、それに続く胴体母線上およびパイロンの後縁等に設けた。この後流渦放出線 C_w は定常流の場合と同じに設定してある。

1) 定常圧力分布について

図4に迎角 $\alpha=0.0^\circ$ における定常圧力分布を示した。翼型は対称翼(NACA65A006)を使用しているので、タンク無しの場合には上下面の圧力分布は一致している(紙面の都合で省略)がタンクとパイロンの空力干渉のため下面の圧力が負圧側で大きな値を示している。この影響は翼根および翼端の方にもかなり広範囲に渡っていることが分かる。パイロンの内翼側の測定点の二点が計算値より負圧側で大きい値を示しているが主翼とパイロンの相対的位置により、よどみ点流となり、この付近でbubbleが発生し剝離流となっていることが予想される。これは非定常圧力分布にも同様な現象が現われていることは興味深い。

次に、タンク上の圧力分布もおおむね測定値と良く一致していると判断される。

2) 非定常圧力分布について

模型を翼弦位置40%の回転軸周りにピッチング振動させた。胴体部は風洞壁に固定し、翼、パイロンおよびタンクの部分が可動である。その計算値および測定値を図5aから図6bに示した。翼面上では上面と下面を対応させて、翼根から翼端方向へ順次画いた。図5はタンク無しの場合、図6はタンク付の非定常圧力分布を示した。

翼面上の翼弦方向の分布において、圧力係数の実数部 C_p' は前縁付近で振幅が大きく後縁で零になる

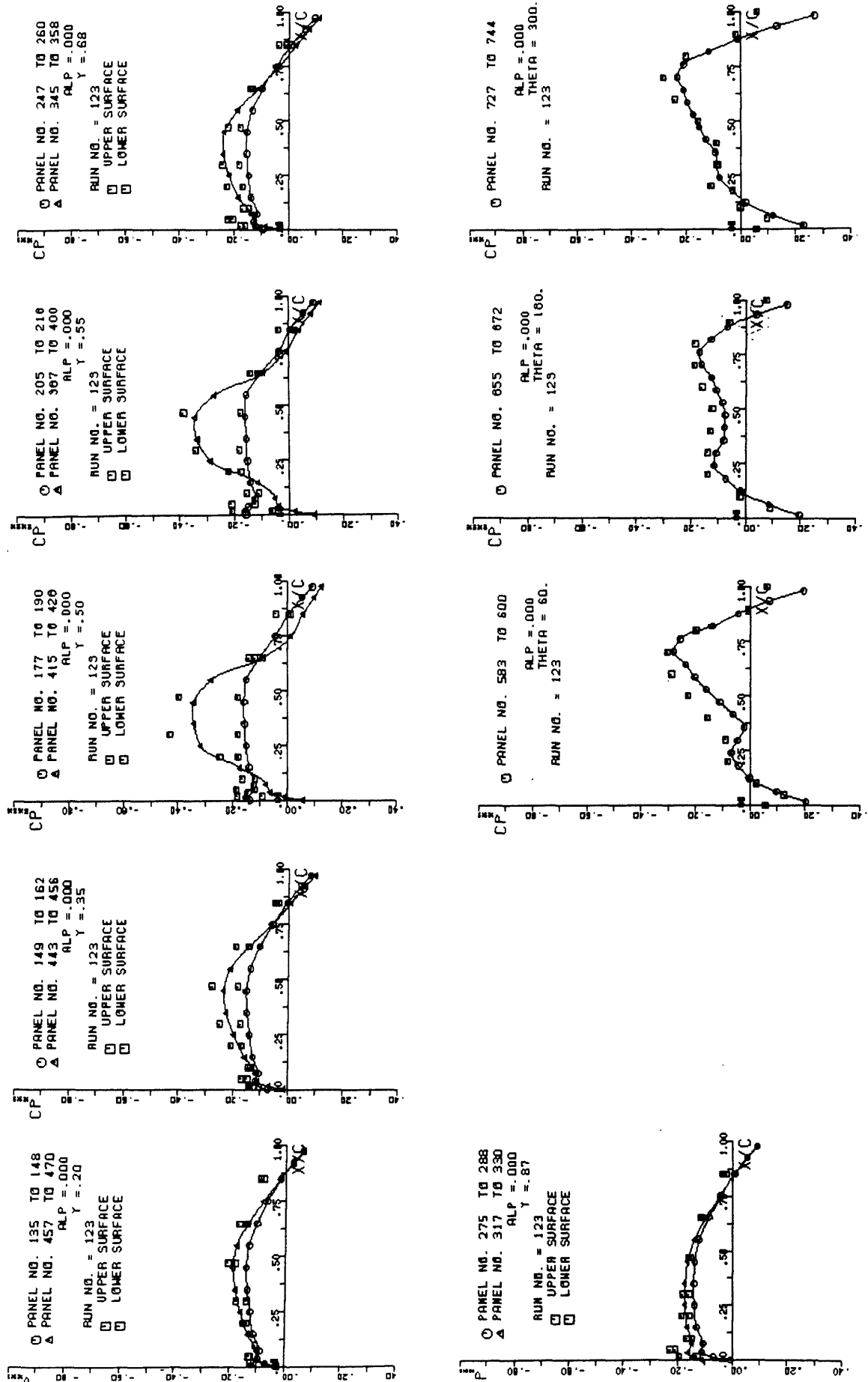


図 4 b タンク上の定常圧力分布

図 4 a 翼面上の定常圧力分布, 迎角 $\alpha=0.0$ 度, 風速 40.03m/s

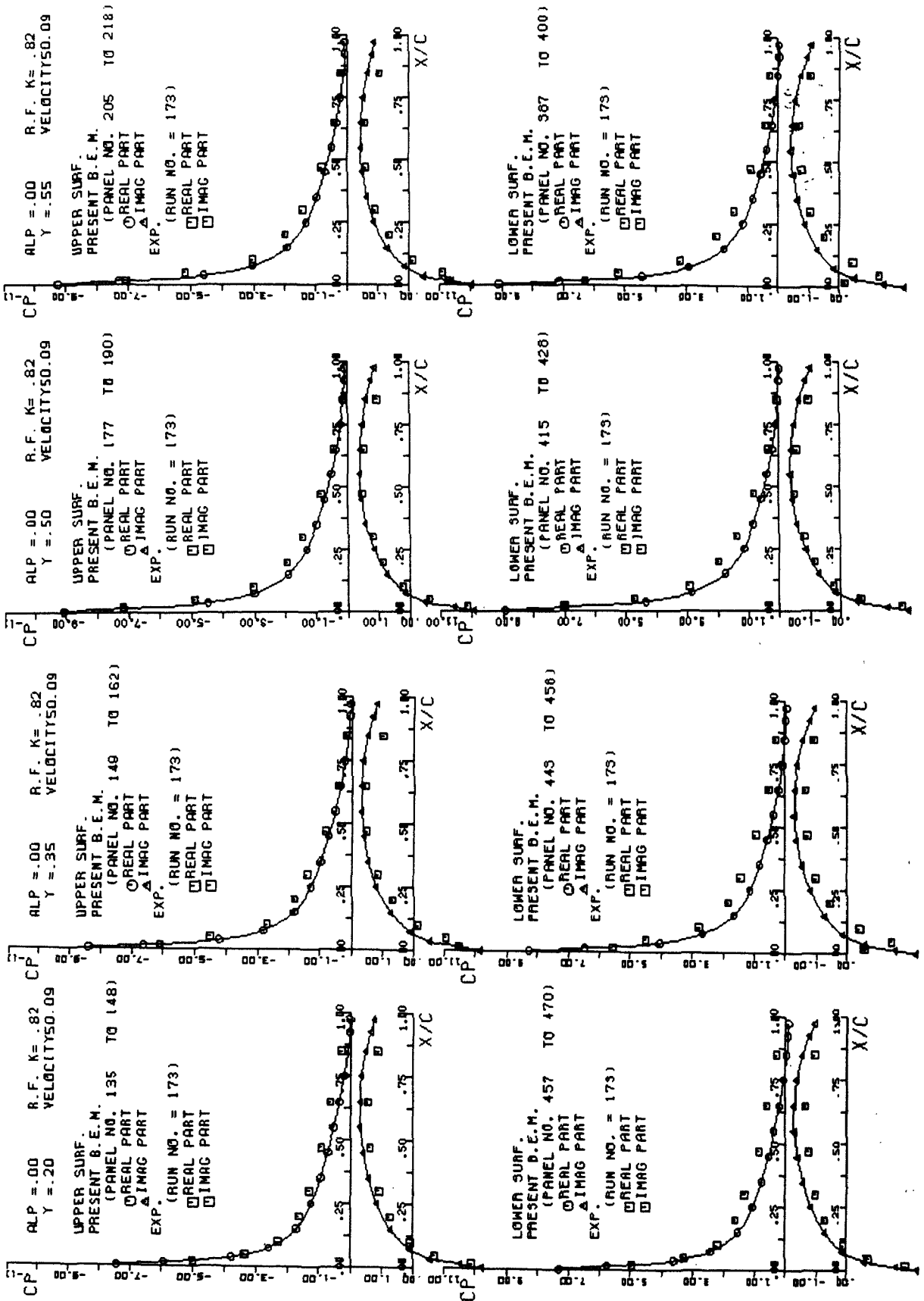


図 5 a 翼面上の非定常圧力分布, 迎角 $\alpha = 0.0$ 度, 無次元振動数 $k = 0.82$, タンク無し, 風速 50.09m/s

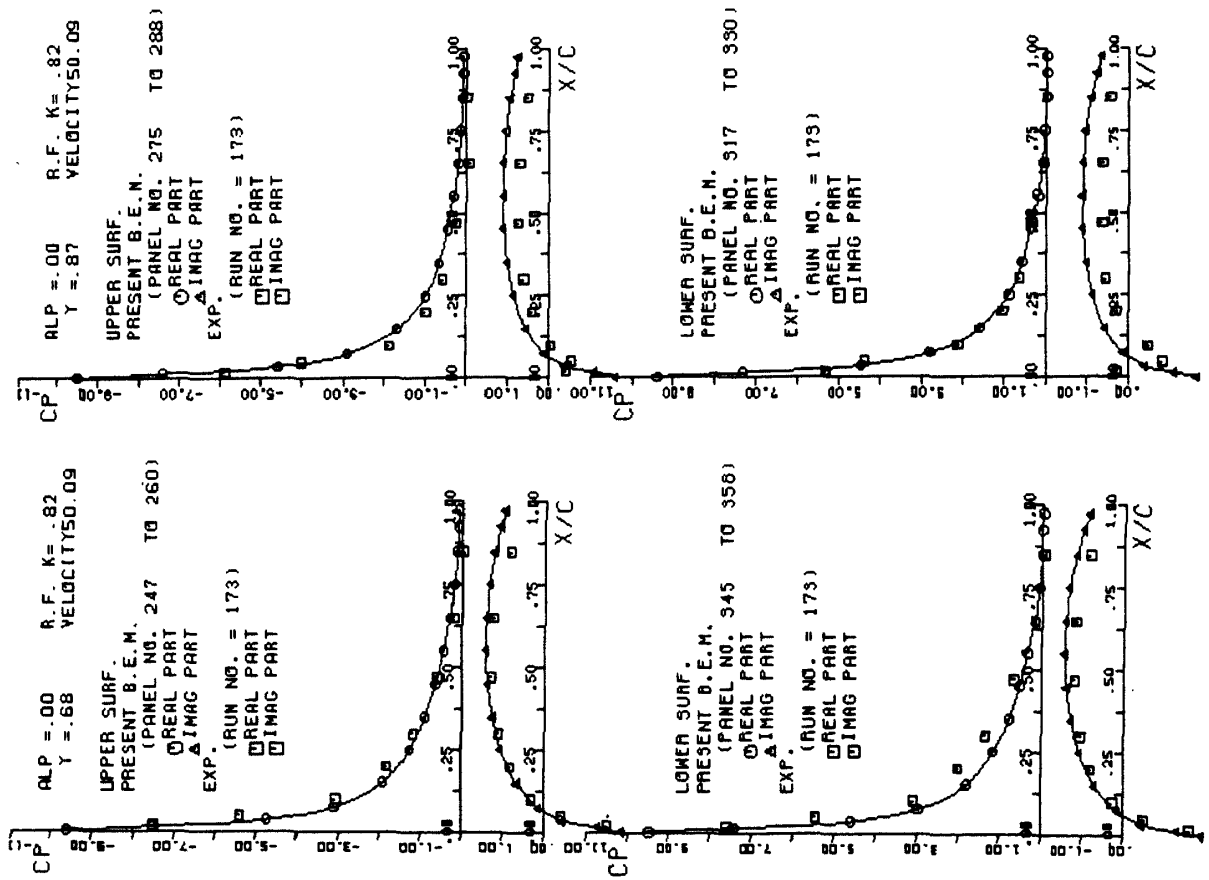


図 5 b (続き)

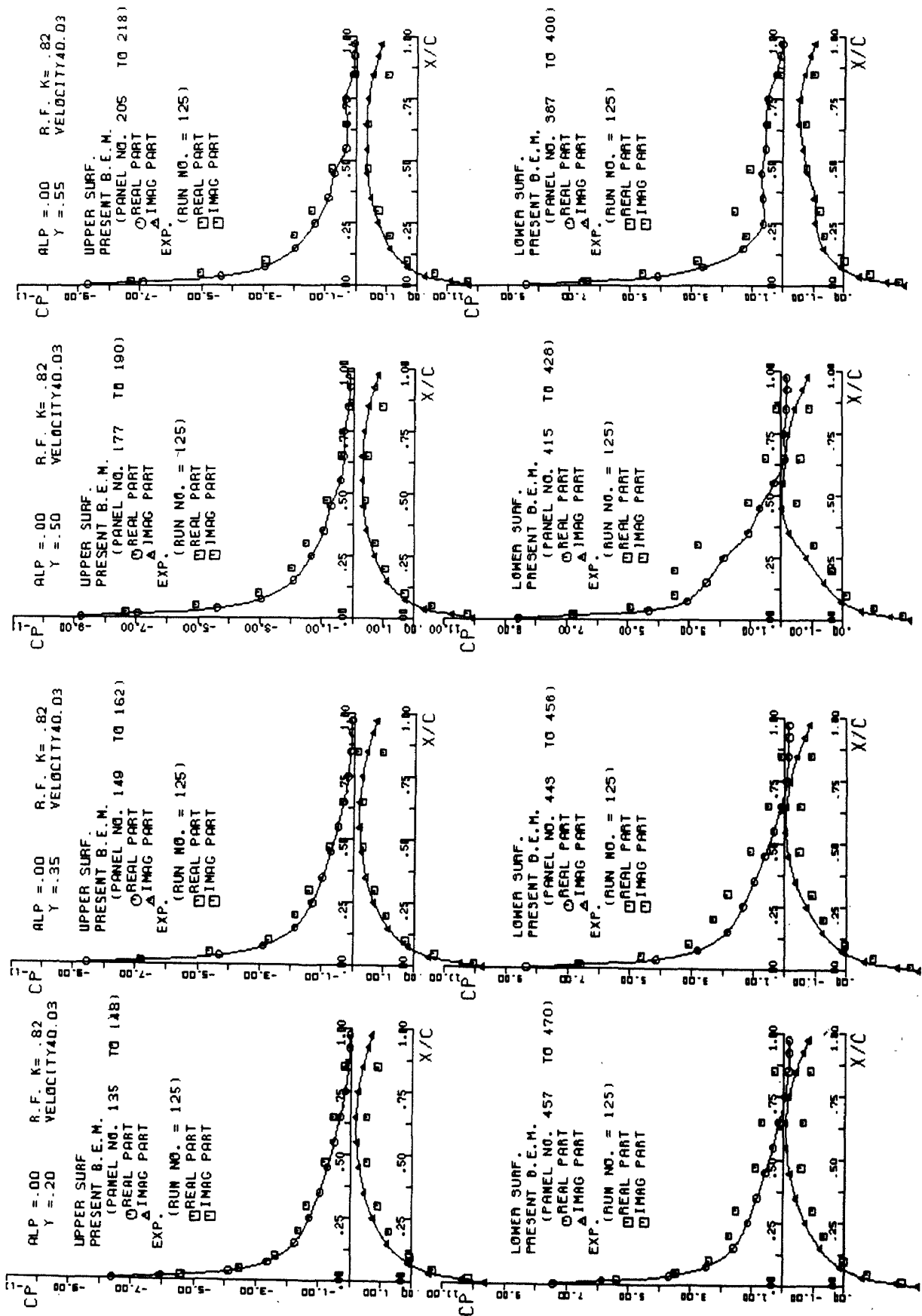


図 6 a 翼面上の非定常圧力分布, 迎角 $\alpha = 0.0$ 度, 無次元振動数 $k = 0.82$, タンク付き, 風速 40.03 m/s

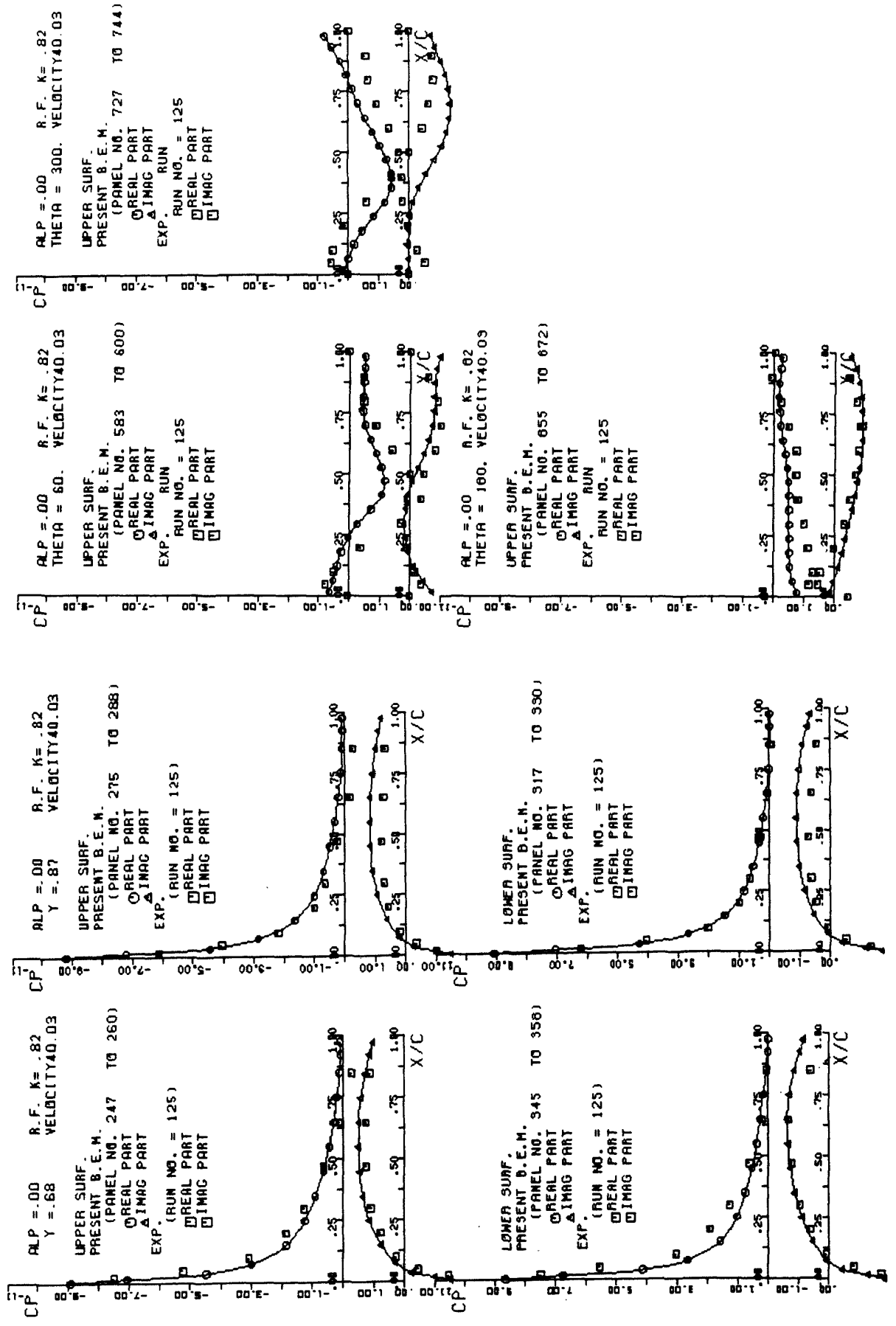


図 6 a (続き)

特性は線型薄翼理論とほとんど同じ値を示している。圧力係数の虚数部 C_p'' も翼弦方向および翼幅方向ともに良い一致を示しているのが分かる。しかし、部分的にはパイロンと主翼との空力干渉の大きい、いわゆるよどみ点流の付近では定常流のときと同様に負圧側で大きい値を示す現象が見られる(図6)。

7. 結 論

全機形態に働らく非定常空気を境界要素法(BEM)を用いて計算した。Wing-store形状を用いて実験を行い本計算法の信頼性や精度の評価を行ったもので、以下に要約する。

- (1) 亜音速流中である振動モードで振動している航空機形態に対する非定常空力特性が精度よく求められた。
- (2) 三次元揚力物体のパネル化は定常流で用いた方法がそのまま使える。
- (3) 非定常流における後流渦面およびその放出線の設定方法を明らかにした。

本研究により、非定常空力計算の汎用化プログラムを作成し、実験値との比較検討からその有用性を示した。応用面として、翼の補助翼が振動している場合の非定常特性、外部燃料タンクとスペース・シャトルとの干渉特性、地面効果等が計算できる。これらの計算を手伝ってくれたSEの渡辺恵子、石坂博子、瀬口由紀の各氏に感謝する。

参 考 文 献

- 1) Morino, L.: Steady, Oscillatory and Unsteady Subsonic and Supersonic Aerodynamics—Production Version (SOUSSA-P1, 1)—Volume I, Theoretical Manual, NASA CR-159130 (1980).
- 2) 鈴木真二, ほか2名; 境界要素法とモード解析法による構造体の振動音響解析, 機械学会論文集, 52-473, C(昭61)p.310
- 3) 柳沢三憲; 境界要素法を用いた亜音速流中の三次元揚力物体の空力特性の計算, 航技研報告, TR-835 (1984.9)

希薄気体数値風洞 III. 3次元汎用プログラム

古浦 勝久* 中村 絹代* 磯部 俊夫*
末松 和代* 島山 正行** 下地 敏之***

Rarefied Gas Numerical Wind Tunnel III. Universal Code for Three Dimensional Bodies

by

Katsuhisa KOURA, Kinuyo NAKAMURA,
Toshio ISOBE, Kazuyo SUEMATSU
National Aerospace Laboratory

Masayuki HATAKEYAMA
Tokyo Metropolitan College of Aeronautical Engineering

Toshiyuki SHIMOJI
Facom Hitac Co., Ltd.

ABSTRACT

The rarefied gas numerical wind tunnel is under construction using the null-collision direct-simulation Monte Carlo method. It is confirmed that the universal code (RGNWT) for three dimensional bodies is valid for general use. The vectorized code (RGNWTV) for the NAL NS system is successfully in progress.

1. ま え が き

地上 100 km 以上の希薄大気中を飛行するスペース・プレーン等の空力特性を求めるための希薄気体数値風洞の開発を進めている¹⁾。本報告では、3次元物体汎用プログラム(RGNWT)²⁾における分子衝突及び分子運動シミュレーション・コードの正確さの吟味を行う。また、RGNWTを用いて得られたシミュレーション結果と航技研NSシステムにおける高速化プログラム(RGNWTV)³⁾について報告する。

2. 分子衝突シミュレーション

弾性衝突断面積はエネルギー依存剛体球モデル^{4,5)}を用いる。分子衝突シミュレーション技法は null-collision (NC) 直接シミュレーション・モンテカルロ法⁶⁾を用いている。time-counter (TC) 法⁷⁾及び collision-frequency (CF)⁸⁾法との比較のために、空間セル中での速度分布緩和のシミュレーションを行った。初期 δ 関数分布に対する速度分布関数 P の時間 $t/t_0=2$ での比較を図 1, 2 に示す。ここに、時間 t 及び分子速度 v は分子衝突時間 t_0 及び最確速度 v_0 で各々無次元化してある。シミュレーション分子数 N は 10^5 である。図 1, 2 は各々時間ステップ $\Delta t/t_0=1.0$ 及び 10^{-4} の場合である。 $\Delta t/t_0 \geq 10^{-3}$ では NC, CF, 及び TC 法の結果は良い一

* 航空宇宙技術研究所

** 東京都立航空工業高等専門学校

*** ファコムハイタックKK