

偏平六角形断面まわりの流れの数値計算

Numerical Simulation of Flow around Shallow Hexagonal Cross-Section

黒田 真一

Shinichi KURODA

工修 石川島播磨重工業株式会社 技術研究所 流体・燃焼研究部 (〒235 横浜市磯子区新中原1番地)

The flow around a fixed section model with a shallow hexagonal cross-section was numerically simulated. The two-dimensional incompressible Navier-Stokes equations were used as the governing equations. The numerical algorithm is based on the method of pseudocompressibility and uses an implicit upwind scheme. Computed static force coefficients were compared with the measurements from the wind-tunnel experiment. Computed drag and pitching moment agreed well with the experiment. Computed lift also agreed well in the range of positive angle of attack (wind from below), but is somewhat large at negative angles of attack (wind from above). This discrepancy in α negative cases is thought to be caused mainly by the absence of the guardrails in the computation. Inclusion of the guardrails in the computation is left as a future work.

1. はじめに

近年の急速な計算機性能の向上とともに流体数値解析が航空などの分野を中心として大きな進歩をとげてきた。風工学の分野でも構造物まわりの流れに数値解析を適用する試みが積極的になされており着実に成果をあげている^{1,2)}。現状では、まだ風洞試験の精度が高く、流れの数値計算が風洞試験を代替することはできないが、将来的には風洞試験を部分的に代替することや風洞試験と相補う使用形態が期待されている。

本研究は、橋梁の耐風安定性検討の中で大きな部分を占める静的および動的な部分模型試験を数値計算により模擬することを目標とした研究の第一段階にあたるものである。本研究では、橋梁空力問題への数値計算の適用の第一歩として、固定された部分模型まわりの流れ解析（静的部分模型試験のシミュレーション）を実施した。本論ではその結果について報告する。解析対象としたのは偏平六角形断面であるが、これは以下のような背景による。従来、国内で建設される長大橋ではトラス補剛桁が採用されることが多かったが、最近の長大吊橋や長大斜張橋ではそのほとんどが偏平六角形断面を採用していること、また、明石海峡大橋ではトラス補剛桁が採用されたが、今後計画される超長大橋ではメンテナンス・コスト等の面から考えて偏平箱桁主体の構造になるとされている³⁾こと、および、数値解析による研究で偏平六角形断面を対象としたものが意外に少なく平野⁴⁾らによるもの以外見当たらないことなどによる。

数値解析手法は文献5)で報告したものを用いた。

2. 解析対象

解析対象は文献6)中の風洞試験部分模型である。図-1に断面形状を示す。この形状はGreat Belt East橋⁷⁾の桁断面の候補として検討されたものである。文献6)中にこの断面に対する3分力試験の結果が示されている。

3. 計算手法

2次元非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を基礎方程式とし、数値計算手法はRogersら⁸⁾の方法を用いた⁹⁾。

3.1 基礎方程式

2次元非圧縮性流体の基礎方程式を一般座標を用いて表わす。座標系そのものの時間的な移動・変形も考慮すれば、一般座標は、

$$\xi = \xi(x, y, t) \quad (1a)$$

$$\eta = \eta(x, y, t) \quad (1b)$$

である。これらを用いて基礎方程式を保存形で表わせば、次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V}{J} \right) = 0 \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \xi}(\hat{e} - \hat{e}_v) - \frac{\partial}{\partial \eta}(\hat{f} - \hat{f}_v) = -\hat{r} \quad (2b)$$

$$\hat{u} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} \quad (2c)$$

$$\hat{e} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \xi_x p + uU + \xi_x u \\ \xi_y p + vU + \xi_y v \end{bmatrix} \quad (2d)$$

$$\hat{f} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \eta_x p + uV + \eta_x u \\ \eta_y p + vV + \eta_y v \end{bmatrix} \quad (2e)$$

(2a) 式では質量の保存を, (2b) 式はそれぞれ運動量の x, y 方向成分の保存を表わしている. J は座標変換の Jacobian であり, U, V は流速ベクトルの反変成分である. また, ξ_x などは変換のメトリックである.

$$J^{-1} = x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta \quad (3a)$$

$$U = \xi_x u + \xi_y v \quad (3b)$$

$$V = \eta_x u + \eta_y v \quad (3c)$$

$$\xi_x = \frac{\partial \xi}{\partial x}, \text{ etc.} \quad (3d)$$

粘性流束は動粘性係数を ν として次のように表わされる.

$$\hat{e}_v = \frac{\nu}{J} \begin{bmatrix} (\xi_x^2 + \xi_y^2) u_\xi + (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y) u_\eta \\ (\xi_x^2 + \xi_y^2) v_\xi + (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y) v_\eta \end{bmatrix} \quad (4a)$$

$$\hat{f}_v = \frac{\nu}{J} \begin{bmatrix} (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y) u_\xi + (\eta_x^2 + \eta_y^2) u_\eta \\ (\xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y) v_\xi + (\eta_x^2 + \eta_y^2) v_\eta \end{bmatrix} \quad (4b)$$

3.2 数値計算法

本研究で使用した数値計算法の詳細は文献 8) に示されているので, ここではその概要のみを Rogers ら⁸⁾ に従って述べる. 運動量方程式 (2b) の両辺を $n+1$ ステップで評価し, 時間微分項を 2 次精度の片側差分で評価すれば,

$$\frac{3\hat{u}^{n+1} - 4\hat{u}^n + \hat{u}^{n-1}}{2\Delta t} = -\hat{r}^{n+1} \quad (5)$$

となる. ここで, n は $t = n \cdot \Delta t$ となる時間ステップを表わし, $\hat{r}$ は (2b) 式の右辺である. $n+1$ ステップにおいて連続の式を満たしつつ (5) 式を解くために擬似時間ステップを導入し, それを指標 m で表示する. $\hat{u}^{n+1, m+1}$ の発散がゼロに近づくにつれて $\hat{u}^{n+1, m+1}$ が $n+1$ ステップの速度ベクトル $\hat{u}^{n+1}$ に近づくように繰り返し計算を行う. ここで, 速度ベクトルの発散をゼロに誘導するために次のような擬似圧縮

性の関係式を導入する.

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} = -\beta \nabla \cdot \hat{u}^{n+1, m+1} \quad (6)$$

τ は擬似時間を表わし, β は擬似圧縮性のパラメータである. (6) 式に陰的 Euler 法を適用し, (5) 式を擬似時間の指標を用いて書き直せば,

$$\begin{aligned} & \frac{\hat{p}^{n+1, m+1} - \hat{p}^{n+1, m}}{\partial \tau} \\ &= -\beta \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V}{J} \right) \right]^{n+1, m+1} \\ & \frac{3\hat{u}^{n+1, m+1} - 3\hat{u}^{n+1, m}}{2\Delta t} \\ &= -\hat{r}^{n+1, m+1} - \frac{3\hat{u}^{n+1, m} - 4\hat{u}^n + \hat{u}^{n-1}}{2\Delta t} \end{aligned} \quad (7)$$

となる. ここで, $\hat{p} = p/J$ とした. これら 2 つの方程式をまとめて一つのシステムの方程式とし, 増分形式で表示すれば,

$$\begin{aligned} & I_{rr} (\hat{D}^{n+1, m+1} - \hat{D}^{n+1, m}) \\ &= -\hat{R}^{n+1, m+1} - \frac{I_m}{2\Delta t} (3\hat{D}^{n+1, m} - 4\hat{D}^n + \hat{D}^{n-1}) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\hat{D} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} p \\ u \\ v \end{bmatrix} \quad D = J\hat{D}$$

$$\hat{R} = \frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{E} - \hat{E}_v) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{F} - \hat{F}_v)$$

$$\hat{E} = \begin{bmatrix} \beta U / J \\ \hat{e} \end{bmatrix} \quad \hat{F} = \begin{bmatrix} \beta V / J \\ \hat{f} \end{bmatrix}$$

$$\hat{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \hat{e}_v \end{bmatrix} \quad \hat{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \hat{f}_v \end{bmatrix}$$

ここで, I_{rr} と I_m は次のような対角行列である.

$$I_{rr} = \text{diag} \left[\frac{1}{\Delta \tau}, \frac{1.5}{\Delta t}, \frac{1.5}{\Delta t} \right]$$

$$I_m = \text{diag}[0, 1, 1]$$

$m+1$ 擬似時間ステップの残差の項を擬似時間方向に線形化すれば, 結局, 次のような増分形式の方程式が得られる.

方向を向いているので、

$$\lambda_1>0,\lambda_2>0,\lambda_3<0$$

そこで、最初の二つの固有値を選択する．流出境界において規定する変数としては静圧を用いた．

$$\Omega=\begin{bmatrix} p \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},\quad \frac{\partial \Omega}{\partial D}=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

3.3 計算格子生成

計算格子は、双曲型格子生成法¹⁰⁾により生成した．双曲型格子生成法では、次のような2つの偏微分方程式の解として格子線が得られる．

$$\nabla \xi \cdot \nabla \eta = 0 \tag{10a}$$

$$\xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x = (\Delta V)^{-1} \tag{10b}$$

(10a) 式は ξ と η の直交性を表わし、(10b) 式はメッシュの大きさを制御する．(10b) 式の ΔV はユーザが指定するメッシュの面積 (2次元の場合) である．これらの方程式は、計算空間 (ξ, η) に次のように変換される．

$$x_\xi x_\eta + y_\xi y_\eta = 0 \tag{11a}$$

$$x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta = \Delta V \tag{11b}$$

物体表面を $\eta(x, y) = 0$ とし、物体表面上に格子点を分布させる．この $\eta = 0$ を初期条件として、(11) 式の離散式を解くことにより、順次、 $\eta = \text{const.}$ の格子線が得られていく．双曲型格子生成法では外側境界を思い通りに指定することは困難であるが、外部流の場合、通常その必要もないので、直交性の良い格子が得られる双曲型格子生成法は外部流の格子生成に適している．

双曲型格子生成法により生成し、本稿で使用した計算格子を図-3に示す．格子数は 221×101 であり、計算領域の外側境界は桁から四方に桁幅 B のほぼ6倍のところに位置する．桁表面に接する最小格子幅は $0.0002B$ (B : 桁幅) とした．

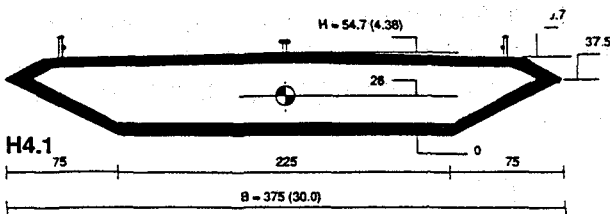


図-1 風洞試験部分模型⁶⁾

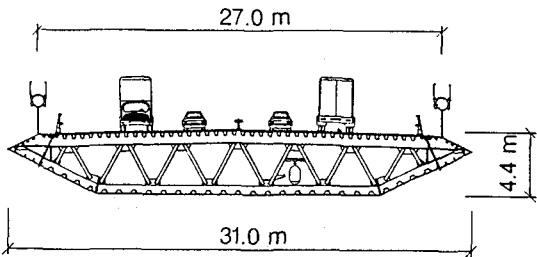


図-2 Great Belt East 橋桁断面⁷⁾

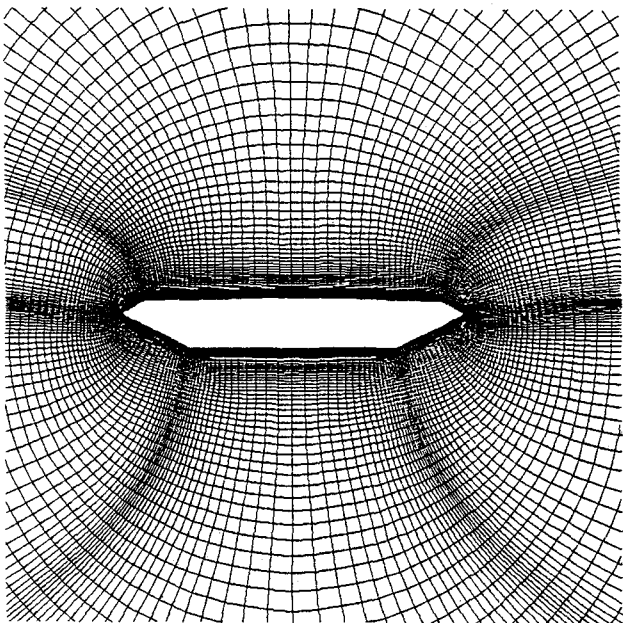


図-3 計算格子 (221 × 101)

4. 計算条件

文献6) には図-1の模型についての3分力測定結果が迎え角 $\alpha = 10 \sim 10^\circ$ の範囲で示されている．本研究では、 $\alpha = -10, -5, 0, 5, 8, 10^\circ$ の6ケースについて計算を実施した．迎え角毎に計算格子を変えることはせずに全ての迎え角に対して図-3の格子を用いた．図-3に見るように今回の計算では高欄の形状は考慮していない．高欄等の付属物の計算への取り込みは今後の課題の一つである．

本稿では図-1の模型寸法に対して風速12m/sec程度を想定し計算のRe数を桁幅 B を代表長として $Re = 3 \times 10^5$ とした (桁高を代表長とした場合、 4.4×10^4)．ただし、乱流モデルは使用していない．また、3分力測定時の気流について主流方向の乱れ強さが7.5%であったことが文献6)に記載されているが、今回の計算では流入は乱れのない一様流と

$$\left[\frac{I_r}{J^{n+1}} + \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial D} \right)^{n+1, m} \right] (D^{n+1, m+1} - D^{n+1, m})$$

$$= -\hat{R}^{n+1, m} - \frac{I_m}{2\Delta t} (3\hat{D}^{n+1, m} - 4\hat{D}^{n+1} + \hat{D}^n) \quad (9)$$

代数方程式の解法には線緩和法を用いた。また、右辺対流項の評価も Rogers らに従い flux-difference splitting に基づく風上法⁸⁾を用いた。3次あるいは Rai⁹⁾の5次精度の upwind-biased scheme⁸⁾が使用可能である。本稿での計算は全て5次精度を用いた。粘性項の評価には2次精度の中心差分を使用した。

境界条件は全て陰的に取り扱った。物体境界では、流速については no-slip とし、圧力については圧力勾配の物体に垂直な成分がゼロになる条件を課した。

流入・流出条件は characteristic な手法⁸⁾によった。以下に文献8)に倣って characteristic な手法による流出入条件について述べる。本論で用いた計算格子の場合、流出入境界は

$\eta = \eta_{\max}$ にある。そこで、ここでは $\eta = \text{const.}$ での境界条件について説明する。上記のシステム方程式の η 方向の対流は、

$$\frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} = -\frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = -\frac{\partial \hat{F}}{\partial D} \frac{\partial D}{\partial \eta} = -\hat{B} \frac{\partial D}{\partial \eta} = -\mathbf{X} \mathbf{A} \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial D}{\partial \eta} \quad (10)$$

ここで、 $\mathbf{A}$ は Jacobian 行列 $\hat{B}$ の固有値 λ_i を要素とする対角行列であり、 $\mathbf{X}$ はその左固有行列である。 $\hat{B}$ 、 $\mathbf{X}$ および $\mathbf{X}^{-1}$ の具体的な表現については文献8)を参照されたい。

$$\hat{B} = \mathbf{X} \mathbf{A} \mathbf{X}^{-1}$$

$$\mathbf{A} = \text{diag}[\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3]$$

$$\lambda_1 = \frac{1}{J} \left(V + \frac{1}{2} \eta_t \right) \quad \lambda_2 = \frac{1}{J} \left(V + C + \frac{1}{2} \eta_t \right)$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{J} \left(V - C + \frac{1}{2} \eta_t \right)$$

$$C = \frac{1}{J} \sqrt{\left(V + \frac{1}{2} \eta_t \right)^2 + \beta (\eta_x^2 + \eta_y^2)}$$

C は常に $(V + 1/2 \eta_t)/J$ よりも大きいから、 λ_2 は常に正であり、 λ_3 は常に負である。(10)式に左から $\mathbf{X}^{-1}$ を掛けて、

$$\mathbf{X}^{-1} \frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} = -\mathbf{A} \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial D}{\partial \eta} \quad (11)$$

(11)式で、もし $\mathbf{X}^{-1}$ 行列を時間及空間微分の中に移すこと

ができれば、(11)式はスカラーの波動方程式とみなすことができる。波の進行方向は行列 $\mathbf{A}$ 中のそれぞれの固有値の符号によって決まるから、計算領域の内部から境界へ情報を伝播する波の数も正あるいは負の固有値の数によって決まる。この characteristics を用いて情報を領域内部から境界に伝える。残りの情報は計算領域の外から中に入ってくるので自由に条件を規定できる。

正の固有値、負の固有値ともに少なくとも一つはかならずあるので、領域内部から境界へ伝わる波は常に一つあるいは二つ存在する。式(11)で内部から境界へ伝わる波を選択するために式(11)に選択行列 L を掛ける。 L は対角行列で、選択しようとする固有値の位置に1があり、それ以外では0である。

$$L \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} = -L \mathbf{A} \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial D}{\partial \eta} \quad (12)$$

時間微分を陰的 Euler の時間ステップで置き換えれば、

$$\left(\frac{L \mathbf{X}^{-1}}{J \Delta \tau} + L \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial}{\partial \eta} \right) (D^{n+1} - D^n) = -L \mathbf{A} \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial D^n}{\partial \eta} \quad (13)$$

(13)式は行列 L 中の非零要素の数により、実質的には一つないし二つの関係式を示している。方程式を閉じるためには二つないし一つの変数の値を規定する必要がある。ここで規定する変数のベクトルを Ω とする (L の非零要素に対応する Ω の要素は零)。

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} = 0 \rightarrow \frac{\partial \Omega}{\partial D} \frac{\partial D}{\partial \eta} = 0 \rightarrow \frac{\partial \Omega}{\partial D} (D^{n+1} - D^n) = 0 \quad (14)$$

(13)式と(14)式を合わせれば、

$$\left(\frac{L \mathbf{X}^{-1}}{J \Delta \tau} + L \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial \Omega}{\partial D} \right) (D^{n+1} - D^n) = -L \mathbf{A} \mathbf{X}^{-1} \frac{\partial D^n}{\partial \eta} \quad (15)$$

L と Ω を適切に選択すれば、(15)式を用いて流出入境界の変数の値を陰的に更新することができる。

流入境界では、流速が計算領域の方向を向いているので領域から外へ出ていく波は一つだけである。の計算格子では流入境界において流速が η の負の方向を向いているので、

$$\lambda_1 < 0, \quad \lambda_2 > 0, \quad \lambda_3 < 0$$

2番目の固有値が領域の外に伝播する波に対応しており、選択行列 L はそれに対応する対角要素のみ1とする。一方、流入境界において規定する変数としては流速ベクトルを用いた。

$$\Omega = \begin{bmatrix} 0 \\ u \\ v \end{bmatrix}, \quad \frac{\partial \Omega}{\partial D} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

流出境界では、計算領域から出ていく波は二つある。本稿で用いた計算格子では流出境界において流速が η の正の

した。文献6)には図-1の断面(H4.1)の3分力測定時の風速(あるいはRe数)についての記述がなく、空力特性に関するRe数依存についても触れられていないが、文献7)の中に、桁幅が図-1の断面より1m長い(実橋寸法で)以外はそれと同じ形状の断面について1/80モデル(桁幅が図-1の模型より1.25cm長い)と1/300モデルで静的空力特性を比較したところ有意な差はなくRe数効果は小さいと考えられるとする記述が見られる。これにより図-1の断面についてもRe数依存は大きくないものと推察される。

一様流の状態からインパルスに計算をスタートさせ、時間積分間隔は $\Delta t = 0.01$ ($t = UT/B$)、擬似時間刻みは $\Delta \tau = 1 \times 10^{-20}$ として計算を行った。左辺行列の反転に用いた線緩和法のスウィープは1回の繰返し計算で ξ, η 各方向1回ずつとした。各時間ステップでの収束判定条件は、圧力に関しては $\max |p^{m+1} - p^m| < 10^{-3}$ 、運動量方程式に関し

ては x, y 方向成分の残差が 10^{-4} 以下とした。ただし、今回の計算ではインパルス・スタートそのものを精密にシミュレートすることに意味はないので、無用に多くの繰返し計算を行うことを避けるために、多くの繰返し回数を要する最初の10ステップのみ収束判定の条件を緩めている。1ステップ内の収束過程の一例を図-4に示す。単調に残差が減少していく様子が分かる。文献8)によれば擬似圧縮性解法の場合、擬似圧縮性パラメータ β の値により収束速度が異なるとされているが、本稿では β の最適値についての調査は行っていない。今回の計算では、文献8)の中でRogersらが $Re = 200$ の円柱まわりの流れの解析に用いた $\beta = 2000$ の値をそのまま用いた。

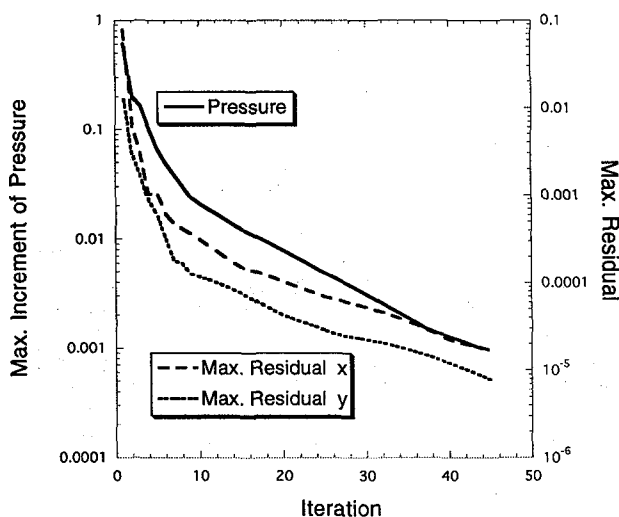


図-4 1ステップ内の収束過程 ($\alpha = 0^\circ$, $t = 40$)

5. 計算結果

各迎え角について無次元時間で $t (= UT/B) = 40$ までをシミュレートした。図-5には各迎え角における瞬間の($t = 40$)流れ場の例を示す。 $\alpha = 10^\circ$ については流れ場の変動の周期が他の迎え角に比較して長かったため $t = 80$ まで計算を続行した。以下では、計算上の時間平均流れ場について観察し、最後に静的空気力係数を風洞試験結果と比較する。

5.1 時間平均的な流れの様子

時間平均した流れ場の様子(流線)を図-6に示す。時間平均操作は $t = 20 \sim 40$ の範囲で行った。 $\alpha = 10^\circ$ についてのみ $t = 40 \sim 80$ の範囲で平均した。

(1) $\alpha = 5, 8, 10^\circ$

迎え角が正(吹き上げ)の場合、全体的な流れのパターンはどの迎え角でもほぼ同様といえる。まず、下面側では流れは淀み点から斜めウェブ面に沿って付着し、底板につながる角で小さく剥離した後、再付着しそのまま下流側の角まで付着して流れている。上面では、流れは前縁から剥離し上フランジ面に再付着する。以上はこれら3つの迎え角($5, 8, 10^\circ$)に共通するパターンであるが、(時間平均的な)剥離泡の大きさ等は迎え角によって変わっている。まず、上面では、迎え角が大きくなる程、上流側の剥離泡は大きくなり、(時間平均的な)再付着位置は下流側に移動している。底板の上流側角での剥離泡の大きさは 8° と 10° ではほぼ同等であるが、 5° の方はやや大きい。また、底板の下流側角から剥離したせん断層は迎え角が大きくなる程、斜めウェブ面に近づいている。

(2) $\alpha = 0^\circ$

$\alpha = 0^\circ$ の場合、前縁からの剥離はなく、上流側の上下の斜めウェブ面で流れは付着している。剥離は上下面とも角から生じている。底板上の剥離泡の大きさは迎え角が正の場合と比較してずっと大きくなり、再付着位置は $\alpha = 10^\circ$ の場合に近くなる。

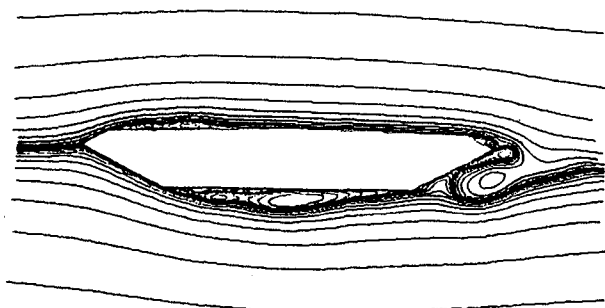
(3) $\alpha = -5, -10^\circ$

上面の流れは基本的には表面に付着した流れとなっており流れの様子も互いによく似ている。ただし、子細に見ると次のような違いがある。 $\alpha = 5^\circ$ の場合、上面の上流側に角から剥離した小さな剥離泡があるが、 -10° の場合は角でも剥離していない。また、 $\alpha = 10^\circ$ の場合の淀み点の位置は $\alpha = 5^\circ$ のそれに比べてやや下流側にある。

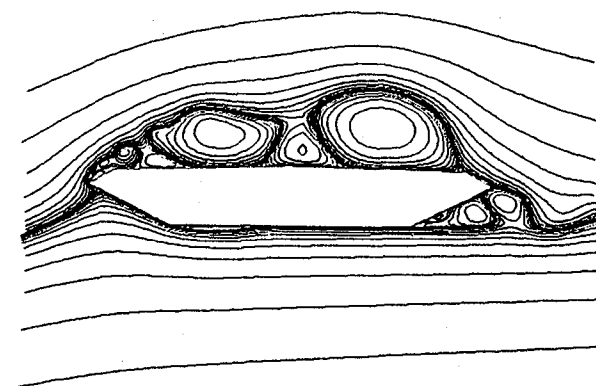
一方、下面側の流れの様子は、両者でもっと明瞭に異なっている。まず、斜めウェブ付近の流れに関しては、 $\alpha = 5^\circ$ の場合、前縁での剥離は小さく、すぐに再付着して斜めウェブ表面に沿って流れるのに対して、 -10° の場合は前縁で大きく剥離し、ちょうど底板角部付近に再付着している。底板上での流れに関しては、 -5° の場合、上流側の角から剥離した流れが時間平均的には底板上に再付着することではなく底板全面が剥離した流れで覆われているのに対して、 -10° の場合は底板上で $\alpha = 0^\circ$ の場合とほぼ同じ位置に再付着している。

5.2 時間平均表面圧力分布

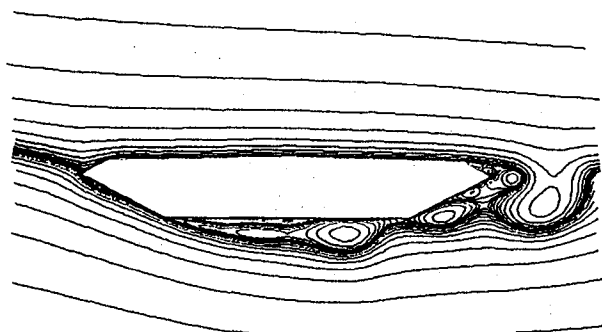
桁表面の圧力分布(時間平均値)を図-7に示す。時間平均をとる範囲は前節5.1の時間平均流線と同じとした。



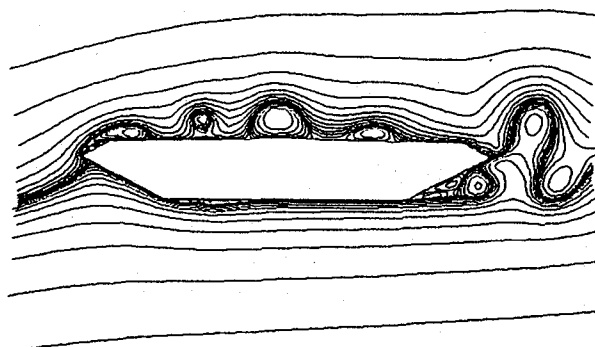
$\alpha = 0^\circ$



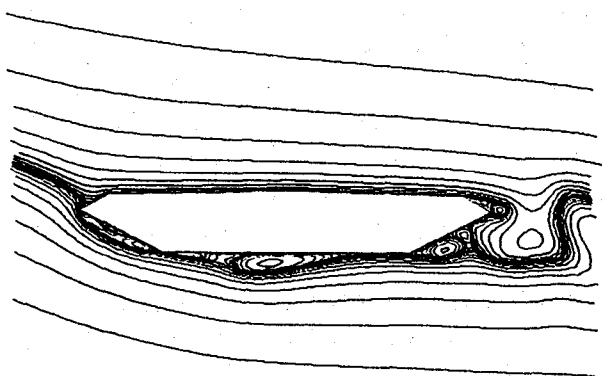
$\alpha = 10^\circ$



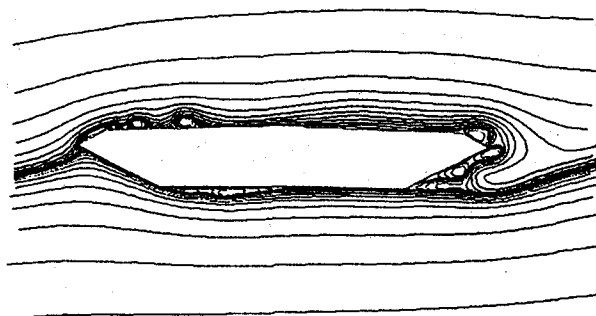
$\alpha = -5^\circ$



$\alpha = 8^\circ$

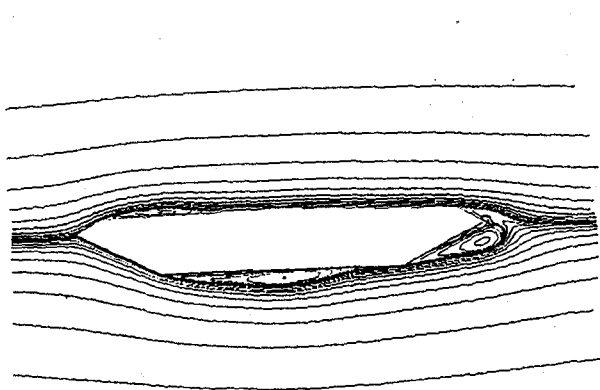


$\alpha = -10^\circ$

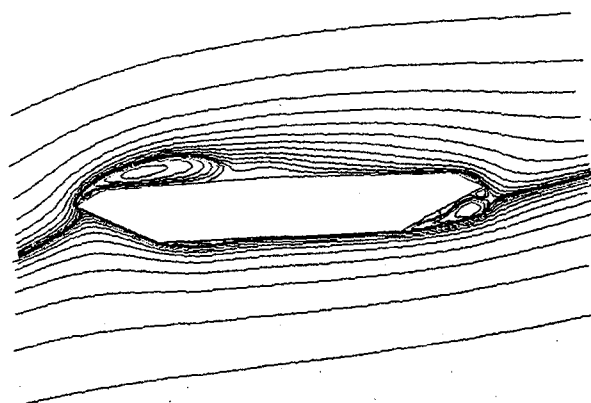


$\alpha = 5^\circ$

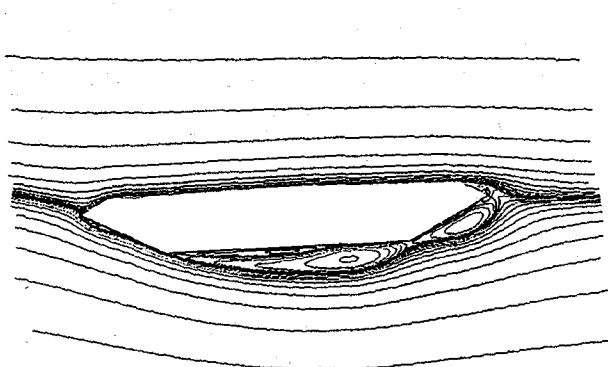
図-5 瞬間流線 ($t=40$), 計算格子: 221×101



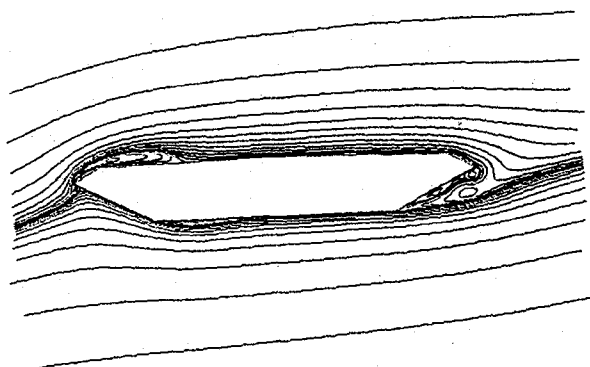
$\alpha = 0^\circ$



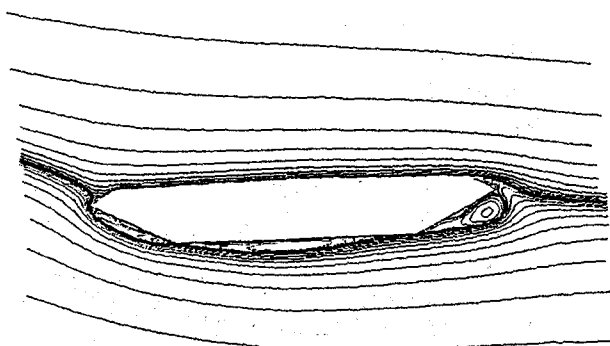
$\alpha = 10^\circ$



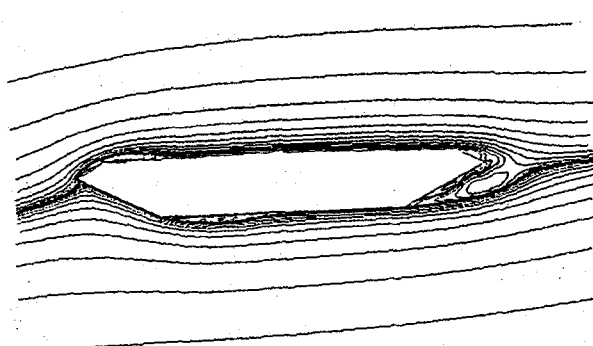
$\alpha = -5^\circ$



$\alpha = 8^\circ$



$\alpha = -10^\circ$



$\alpha = 5^\circ$

図-6 時間平均の流れ場（流線），計算格子：221 × 101

(1) 上面圧力分布

$\alpha=5, 8, 10^\circ$ の3ケースは互いにほぼ同様の表面圧力分布形状を示すが、迎え角が増加するにつれて表面圧の値そのものは減少している。これらのケースでは上面全面で負圧となっており、上流側での圧力は特に低くなっている。負圧のピークは角部付近にある。負圧のピークの値は $\alpha=8^\circ$ の方が $\alpha=10^\circ$ よりも低く、ピークの位置は $\alpha=10^\circ$ の方がやや下流側にある。

$\alpha=-5, -10^\circ$ のケースでは、下流側の斜めウェブ面付近を除いてほぼ全面で正圧を示している。両者は同様の表面圧力分布を示すが、 $\alpha=-10^\circ$ の方が全体的にやや高い。また、 $\alpha=-5^\circ$ では上流側角部での圧力の低下が $\alpha=-10^\circ$ に比較して大きい。これは前述の $\alpha=5^\circ$ の場合のここでの小さな剥離泡の存在に対応している。

$\alpha=0^\circ$ の時、上面での圧力は上流側斜めウェブ面の途中から負圧となり、角からの剥離泡の前半部分ではほぼ一定の値（負圧）をとる。剥離泡の後半では再付着点に向かって圧力は上昇し再付着点より下流では再びほぼ一定の値となる。

今回計算を行った迎え角の範囲 ($-10^\circ \sim 10^\circ$) では迎え角が正の方向に増加するほど、上面の圧力分布はほぼ全面で単調に減少している。また、正の迎え角（吹き上げ）と負の迎え角（吹き下ろし）における表面圧力の差は上流側先端部分では著しいが、下流にいくに従い両者の差は減少し下流側の斜めウェブ面では迎え角による表面圧力の差はそれほど明瞭ではなくなっている。

(2) 下面圧力分布

下面でも、 $\alpha=5, 8, 10^\circ$ の3ケースは互いに同様の圧力分布を示すが、上面とは逆に迎え角が正の方向に大きくなるほど圧力の値は上昇する。しかし、これら3ケースの迎え角の違いによる下面圧の変化は上面のそれに比べてずっと小さい。淀み点から斜めウェブ面に沿って流れが加速するのに伴い圧力は淀み点圧から単調に下降していく。底板角部からの剥離泡内は負圧となっている。再付着点に向かって圧力は回復するが、下面後半では徐々に下降していく。正の迎え角の場合でも、下面圧が正圧になるのは、上流側の斜めウェブ面と底板剥離泡の再付着点付近だけである。

$\alpha=0^\circ$ の場合、表面圧は斜めウェブ面の途中から負圧となり、底板での剥離泡の前半部分ではほぼ一定の値（負圧）をとる。剥離泡の中心位置で表面圧は最低となり、後半部分では再付着点に向かって回復していくが、再付着点より下流では再び減少していく。

$\alpha=5^\circ$ の場合、前縁で流れが剥離するために表面圧は前縁から負圧になっている。前縁剥離泡の再付着点で表面圧は回復に向かうが、再付着後、斜めウェブ面に沿って流れが加速するのに伴い下降していく。剥離泡で全面を覆われた底板では、剥離泡の後半部分に位置する循環流の中心に向かって表面圧は徐々に下降し、中心より下流では圧力は上昇していく。下流側斜めウェブ面上では圧力はほぼ一定の値を示している。

$\alpha=-10^\circ$ では、前縁からの剥離渦が斜めウェブ面全面を覆っており、表面圧はこの面上で大きな負圧を示している。負圧のピークは剥離泡の後半部分に位置する循環流の中心

に対応している。循環流の中心から再付着点（底板角）にかけて表面圧は急激に上昇する。そして、それに続く底板剥離泡の前半部分で表面圧は一定の値を示し、後半部分では再付着点に向かって再び上昇する。底板上での圧力分布形状は $\alpha=0^\circ$ のそれに似ているが圧力の値は全体に $\alpha=-10^\circ$ の方が低い。

上面の場合と同様に、下面でも迎え角による表面圧の変化は上流側斜めウェブ面で顕著であるが下流側斜めウェブ面ではそれ程大きな違いはない。また、下流側斜めウェブ面上の圧力と $\alpha=-5^\circ$ の底板剥離泡の中心における負圧のピークを別にすれば、迎え角が正の方向に増加するほど下面圧は単調に増加するといえる。

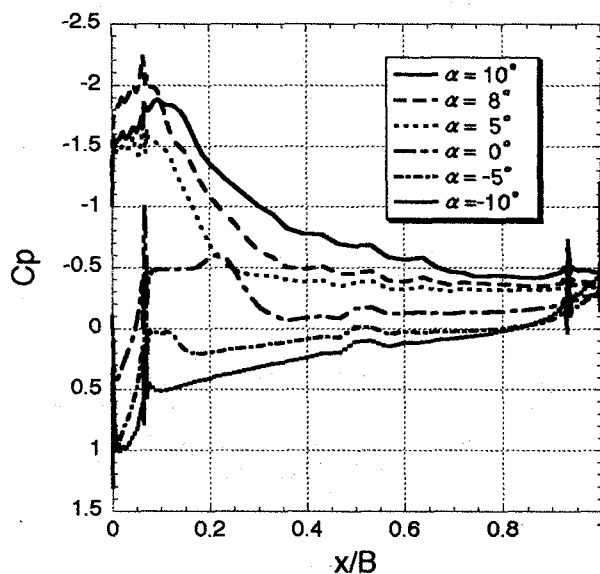


図-7a 上面圧力分布（時間平均），計算格子：221 × 101

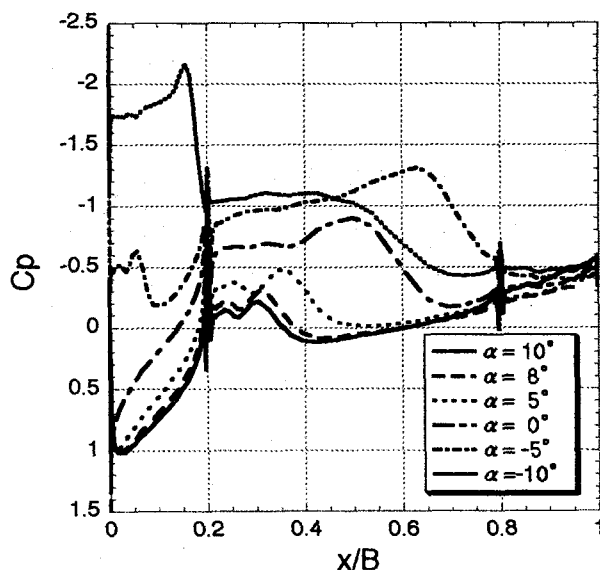


図-7b 下面圧力分布（時間平均），計算格子：221 × 101

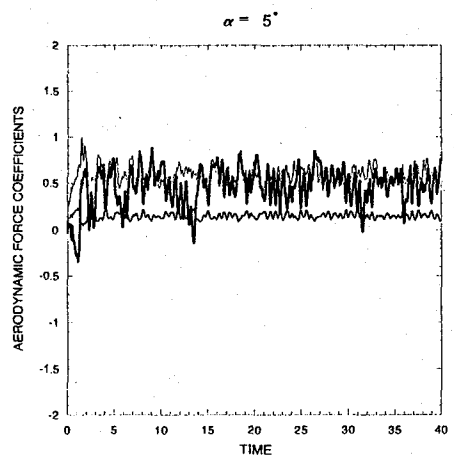
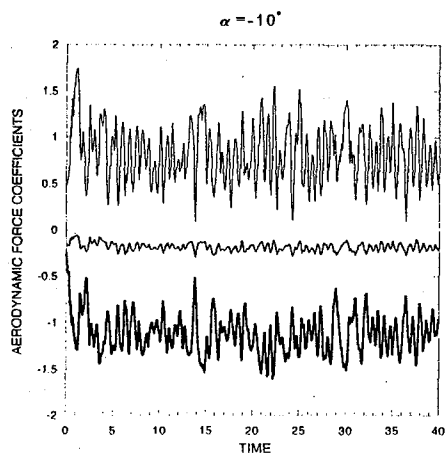
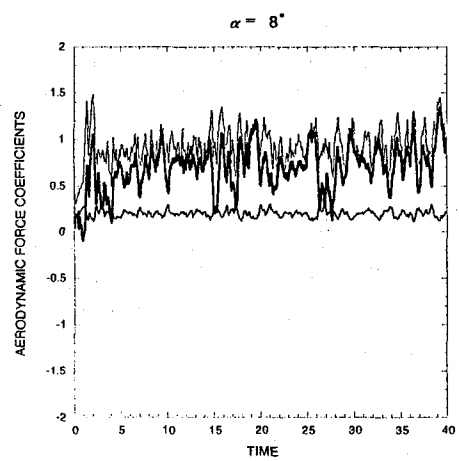
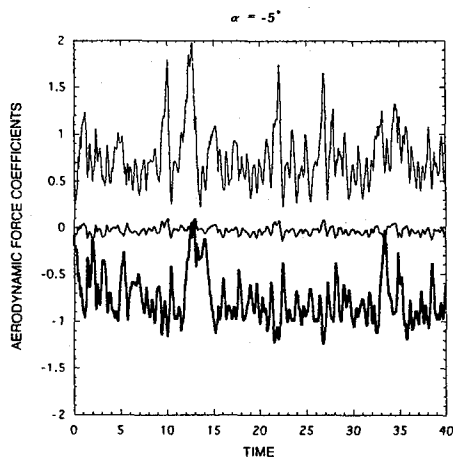
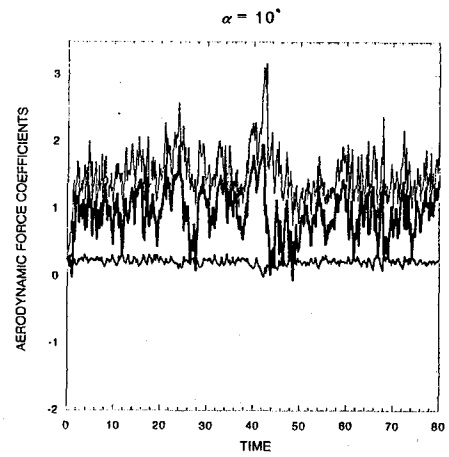
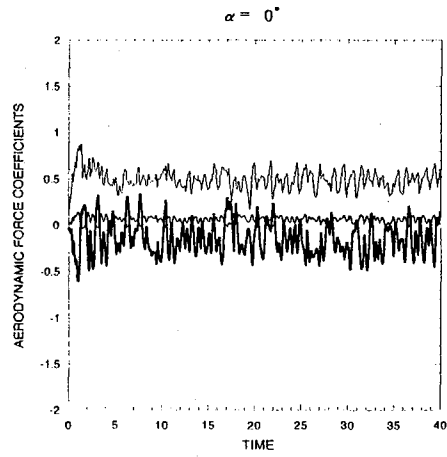


図-8 空気力係数の時間履歴 (計算格子: 221 × 101)

4.3 静的空気力係数

静的空気力係数に関する計算結果と風洞試験結果⁶⁾との比較を示す。計算条件のところで述べたように文献6)中の静的空気力係数は乱れ強さ7.5%の乱流中で得られたものであるため今回の一様流中の計算結果とは必ずしも同じ条件での比較とは言えない。しかしながら、今回対象としたのは扁平な断面であり断面に固有な特性が大きく変わることはないのではないかと考え今回は敢えて比較を試みた。文献6)には、空気力係数の算出式が示されていないが、本計算では通常定義に従い、抗力係数 C_D を桁高 H により無次元化し、揚力係数 C_L と空力モーメント C_M はそれぞれ桁幅 B および B^2 により無次元化した。ただし、高欄等による補正はおこなっていない。図-8に各迎え角における空気力係数の時刻歴をまとめて示す。静的空気力係数はこれらの瞬間の値を時間平均することにより算出した。時間平均の範囲は平均流れ場のときと同じとした。

また、空気力係数の計算格子への依存性を調査するために、これまで使用してきた図-3の計算格子(221×101:以後、standard grid)に加えて、これよりも格子数の多い計算格子(fine grid)も用いた。fine gridの格子数はstandard gridの ξ, η 各方向の格子数をそれぞれ1.5倍し331×151とした。fine gridの桁表面に接する最小格子幅はstandard gridのそれと同じとし、桁断面から外側境界までの距離もstandard gridとほとんど同じになるようにした。fine gridを図-9に示す。格子総数は約5万点であり2次元計算としては密な格子と言える。Re数や時間積分間隔、収束判定条件など格子以外の計算条件は全てstandard gridと同じとし、桁幅 B を基準にした無次元時間で $t=40$ まで計算した。fine gridを用いた計算では全ての迎え角について $t=20\sim40$ の範囲で平均をとり静的空気力を求めた。

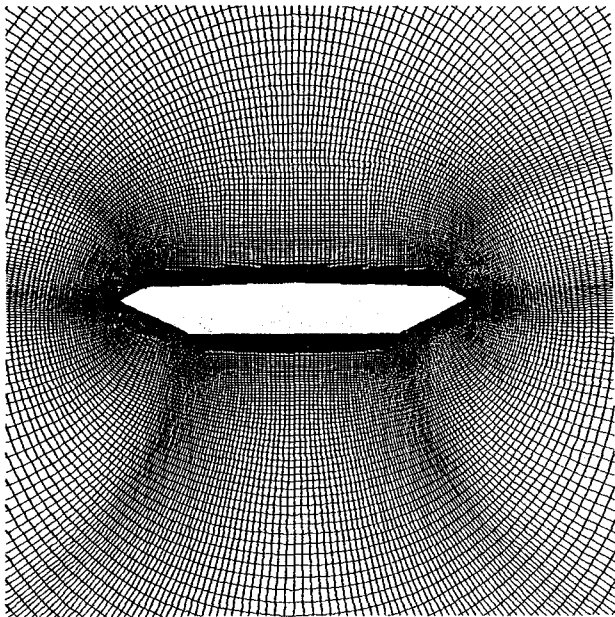


図-9 計算格子 (331×151)

図-10に空気力係数に関する計算結果と風洞試験結果との比較を示す。抗力係数については、standard gridによる結果が $\alpha=10^\circ$ でやや大きめの値を示すものの、全体的には両格子による結果とも風洞試験結果の特性をよく捉えているといえる。空力モーメント係数に関しては迎え角全般にわたって計算結果と風洞試験結果が非常によく一致している。揚力係数に関しては、迎え角が正(吹き上げ)の範囲で風洞試験結果と比較的によく一致しているのに対して、迎え角が負(吹き下ろし)の範囲では両格子とも実験値から外れる傾向を示している。この吹き下ろし時の揚力係数の不一致の原因について確実なことは分らないが、現在のところ次のように考えている。図-5および図-6に見るように、負の迎え角の場合、計算の結果では桁の上面で流れはきれいに付着している。しかし風洞試験では模型に高欄や中央のガードレールがあるために上面で流れが付着していたとは考えられない。これに対し、迎え角が正の場合は、前縁からの剥離渦があるために、高欄などの付属物の有無の影響がでにくく計算と風洞試験の揚力係数が比較的に近い値を示すのではないかと考えている。また、高欄等を考慮していないにもかかわらず今回の計算で空力モーメントの値が非常によく実験と一致したのは、空力中心から最も離れた前縁付近で桁に作用する圧力の値が大きく(図-7参照)、モーメントに対する前縁部での寄与が高欄位置でのそれより支配的なためではないかと考えられる。一方、抗力の値も比較的に実験値とよく一致した結果となったが、負の迎え角に於いても一致する理由についてはよくわからない。現在、高欄を考慮した計算を計画しており、今後さらに検討してゆきたい。

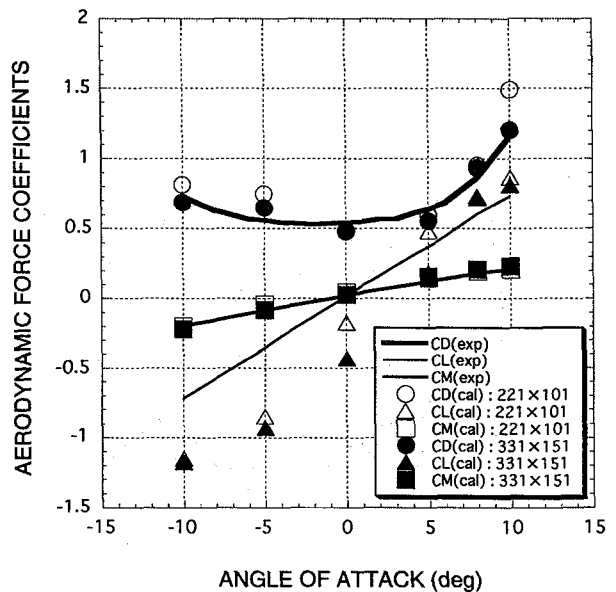


図-10 空気力係数の風洞試験結果⁶⁾との比較

次に、二つの格子 (standard / fine) による結果を比較する。抗力の値は $\alpha = 10^\circ$ において両者が若干相違するものの全体的にはよく一致している。揚力に関しても $\alpha = 0^\circ$ と $\alpha = 5^\circ$ で両者の結果が幾分異なるもののそれ以外の迎え角では両者はよく一致している。空力モーメントに関しては全ての迎え角に対して両者の一致は非常によい。全体的にみて今回の比較では大きな格子依存性は見られなかった。

6. おわりに

長大橋の補剛桁として使用される偏平六角形断面まわりの流れの解析を行い、3分力特性を風洞試験結果と比較した。空力モーメントについては計算と実験の一致が非常によく、抗力についてもほぼ迎え角全般にわたってよく一致していた。揚力に関しても迎え角が正 (吹き上げ) の範囲ではよく一致していたが、迎え角が負 (吹き下ろし) の範囲では実験値から外れる傾向を示した。この原因は、計算において高欄やガードレールを考慮していないためと予想されるが、これについては、付属物の計算への取り込み等を含め、今後、さらに検討していく必要がある。

参考文献

- 1) 岡島厚：数値流体力学の風工学への応用，土木学会論文集，No.446/I-19，pp.1-12，1992年4月。
- 2) 山田均，野村卓史：風のシミュレーション，土木学会誌1994年7月号

- 3) 藤野陽三：超長大吊橋の構造と耐風安全性，海峡横断，第2号，1995年7月。
- 4) 平野廣和，山崎英之，大橋治一：長大吊橋箱桁断面周りの流れの数値解析と流れの可視化，土木学会第47回年次学術講演会講演概要集共通セッション，1992年。
- 5) Kuroda, S. : Numerical Simulation of Flow around Bridge, IHI Engineering Review, Vol.29, No.2, pp.59-66, 1996.
- 6) Reinhold, T.A., Brinch, M., and Damsgaard, A. : Wind tunnel tests of the Great Belt Link, Proc. Int. Symp. on Aerodynamics of Large Bridge, pp.255-267, 1992.
- 7) Larsen, A. : Aerodynamic aspects of the final design of the 1624m suspension bridge across the Great Belt, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.48, pp.261-285, 1993.
- 8) Rogers, S.E. and Kwak, D. : An Upwind Differencing Scheme for the Time Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol.28, No.2, pp.253-262, 1990.
- 9) Rai, M.M. : Navier-Stokes Simulations of Blade-Vortex Interaction Using High-Order Accurate Upwind Schemes, AIAA Paper 87-0543, 1987.
- 10) Steger, J.L. and Chaussee, D.S. : Generation of Body-Fitted Coordinates using Hyperbolic Partial Differential Equations, SIAM J. Sci. Stat. Comput., Vol.1, No.4, pp.431-437, 1980.
(1996年9月6日受付)