

種々の断面辺長比を有する矩形断面柱の空力特性評価に関する  
修正型  $k-\epsilon$  モデルの適用性の検討APPLICABILITY OF MODIFIED  $k-\epsilon$  MODEL ON THE PREDICTION  
OF AERODYNAMIC PROPERTIES OF RECTANGULAR CYLINDERS  
WITH VARIOUS ELONGATED CROSS SECTIONS

嶋田 健司\*, 石原 孟\*\*

Kenji SHIMADA and Takeshi ISHIHARA

Aerodynamic properties of rectangular cylinders having infinite spanwise length with various breadth/depth ratio ranging from  $B/D=0.6$  to  $8.0$  were investigated numerically by two-layer  $k-\epsilon$  model with modification on  $k$ -production term. Although present numerical approach is two-dimensional, a physically reasonable smooth periodic vortex shedding was obtained even in the range of high Reynolds number, which can not be simulated by the ordinary simple 2D analysis which is not incorporated with any turbulence model. Various typical aerodynamic features were successfully obtained particularly including discontinuity in Strouhal number at critical section of  $B/D=2.8$  and  $6.0$ . Also, for various  $B/D$  ratios, drag coefficients and mean surface pressure distribution were in good agreement with experiments and three-dimensional analysis. However, for the prediction of fluctuation in pressure and forces, since the periodic component can only be taken into account by RANS model and due to lack of its ability to assess the stochastic component, total fluctuation in surface pressure and aerodynamic lift force were considerably underestimated in some cases compared with experiments and 3D analysis.

**Keywords:** Modified  $k-\epsilon$  model, Aerodynamic force, Elongated cross section, Karman vortex

修正型  $k-\epsilon$  モデル, 空力特性, 扁平断面, Karman渦

## 1. はじめに

矩形断面は高層建築物や橋梁等の構造物に見られる基本的な断面形状であり, その空力性状を詳しく調べることはこれらの構造物の空力設計にとって重要である。矩形断面は非流線型であるため, 断面前縁から剥離したせん断層と後流渦の挙動が流体力発生の主要な原因となる。断面前縁から剥離したせん断層や, 後流に放出される渦の挙動は断面辺長比により異なるため, 抗力係数, 揚力係数および放出渦の周期性を表わすStrouhal数は, 断面辺長比 $B/D$  ( $B$ : 流れ方向の長さ,  $D$ : 見つけ幅) により複雑に変化することが知られている。中口ら(1968)<sup>1)</sup>は一様流中における種々の辺長比を有する矩形断面柱について, 風洞実験により系統的に調べ, 断面辺長比 $B/D=0.6$ 付近に抗力係数のピークが存在することや,  $B/D=2.8$ および $6.0$ 付近でStrouhal数が不連続に変化すること等の矩形断面柱の特徴的な性質を示した。矩形断面柱の空力特性は, 前縁から剥離したせん断層が断面側面に再付着するかしないかによって説明されることから, 辺長比により完全剥離型と再付着型に, また再付着型に関して周期的再付着型と定常的再付着型に分類されている。

矩形断面柱に作用する流体力はそのまわりの流れ場から及ぼされるものである。したがってこれらの空力特性を把握しようとする場合には周囲流体の運動について知る必要がある。現在, この目的の

ために用いられている流体解析手法は大別してNavier-Stokes方程式をそのまま扱う方法 (direct simulation) となんらかの平均化を施した平均化Navier-Stokes方程式を扱うものに分けられる。前者の場合, 特にReynolds数が大きい場合, 移流項の非線形性に伴う数値的不安定性に対して, 移流項に関して上流化を施し数値的安定化を図る方法がとられている。この手法によるものとして, 田村・伊藤(1996)<sup>2)</sup>は3次精度風上差分法(Kawamura & Kuwahara 1989)<sup>3)</sup>を用いて, 一様流中における種々の辺長比を有する矩形断面柱についての一連の解析を行ない, 既往の諸実験から得られた空力特性を良い精度で再現した。

Navier-Stokes方程式に平均化を施して扱う方法では, 現在のところsubgrid scaleモデルとRANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation) モデルによる方法に分類される。Murakami & Mochida(1995)<sup>4)</sup>は, 標準Smagorinskyモデルによって, 一様流中における $B/D=1.0$ の矩形断面柱まわりの流れ場を解き, 矩形断面に作用する空力特性値のみならず, 周囲流体場における乱流統計量の再現性に関しても既往の諸実験結果と良い対応を得た。さらに持田・村上ら(1996)<sup>5)</sup>, 野澤・田村(1998)<sup>6)</sup>は, 標準Smagorinskyモデルにおいては一定であるSmagorinsky定数を時空間的に変動するものとして扱うDynamic Subgrid Scaleモデルを $B/D=1.0$ の矩形断面柱に対して適用

\* 清水建設㈱技術研究所  
\*\* 清水建設㈱技術研究所 工博

Institute of Technology, Shimizu Corporation  
Institute of Technology, Shimizu Corporation, Dr. Eng.

し、乱流統計量の予測に関して改善を試みた。

以上に述べた風上差分によるdirect simulationおよびsubgrid scaleモデルを用いる方法はいずれも3次元解析であり、流れと直角となる断面軸方向に10~20点程度の格子分割数を設ける必要がある。また、3次精度風上差分を用いる方法は数値粘性により小スケールの乱流変動を処理するという点においてsubgrid scaleモデルの考え方に近い。これらのsubgrid scaleモデルによる手法およびそれに類する手法で得られる結果は、十分な空間解像度が保証された場合においてのみ有意であるため、一般に多くの記憶容量や計算時間を必要とする。

Ohyaら(1992)<sup>9)</sup>は $Re=10^3$ における、辺長比 $6.0 \leq B/D \leq 8.0$ の扁平な矩形断面柱に関する一連のStrouhal数の不連続性について、風上差分を用いた2次元解析により再現されることを示した。一方、 $B/D=1.0$ 矩形断面柱周りの流れ場構造のReynolds数による変化について、野津・田村(1997)<sup>8)</sup>は $Re=2 \times 10^2$ で既に流れの3次元性が生じ始めていること、 $Re=10^3$ では渦放出に微細な渦構造が存在することを3次元数値解析により示した。これらの結果が示すように矩形断面柱周りの流れ場は比較的低いReynolds数領域では2次元性を保つものの、ある程度以上のReynolds数になるとスパン方向での運動量輸送が無視できなくなる。その結果、数値解析上何らかの適切な運動量拡散機構の導入がない限り2次元解析では定性的にも流れ場の再現が難しくなる。したがって2次元解析が定量的にも実験値と一致するのは流れの3次元性が卓越しない $Re < 10^3$ の比較的低いReynolds数域に限られる。

それに対してRANSモデルによる方法は、高Reynolds数域においても2次元解析を行うことができる。これはスパン方向変動を均質(homogeneous)な乱流と仮定すると、スパン方向平均とアンサンブル平均は等価であるという事実による。この考え方にに基づき、Franke & Rodi(1991)<sup>10)</sup>は応力方程式モデル(Reynolds-Stress Equation model)とwall functionの組み合わせにより、一様流中における $B/D=1.0$ の矩形断面柱の2次元非定常解析を行い、Strouhal数と平均抗力係数について精度よく再現できることを示した。2方程式モデルである標準 $k-\epsilon$ モデルによる非定常解析では、wall functionを用いると渦放出は見られず、two layerモデルを用いても周期的渦放出が弱く、その結果、標準 $k-\epsilon$ モデルでは空力特性値にも満足な結果は得られなかった。これは等方渦粘性近似により風上隅角部近傍において乱流エネルギーが過剰生産されることにより、剥離が抑えられ渦放出が弱められるためである。Kato & Launder(1993)<sup>10)</sup>はこの点に関しimpinging領域における流れのirrotationalityに着目し、乱流エネルギーの生産項を渦度テンソルと歪み速度テンソルの積により修正して表わした生産項修正型 $k-\epsilon$ モデルを提案した。そして $B/D=1.0$ の矩形断面柱に適用し、空力特性値や乱流統計量に大きな改善がなされることを示した。さらに加藤(1997)<sup>11)</sup>は上述の生産項修正型 $k-\epsilon$ モデルと一般化対数則により極めて少ない格子点数によっても $B/D=1.0$ の角柱の非定常空気力および渦励振を再現することが可能であることを示した。一方、Deng(1994)<sup>12)</sup>はBaldwin-Lomaxモデルにより正方形角柱まわりの流れ場を解き、空力特性および乱流統計量を実験と詳細に比較し良好な一致を得た。また、河島・河村(1996)<sup>13)</sup>は低Reynolds数型 $k-\epsilon$ モデルによって正方形まわりの流れ場を計算している。

ところで、現在までのところRANSモデルの矩形断面柱への適用

のほとんどは完全剥離型断面である $B/D=1.0$ に限られている。岡島・坂井(1991)<sup>14)</sup>は標準 $k-\epsilon$ モデルによって $Re=10^4$ の $B/D=0.6, 1.0, 2.0$ の断面辺長比を有する矩形断面柱に関しての解析を行なったが、それより大きな断面辺長比について検討された例はない。それによると $B/D=0.6, 1.0$ に関しては極めて規則的な渦放出が再現され、抗力係数やStrouhal数は実験値に近いものの、 $B/D=2.0$ ではStrouhal数は $St=0.16$ と実験値に比較して高くかつ揚力変動振幅は実験値に比べて著しく小さくなることを報告している。

$2.0 < B/D < 2.8$ の矩形断面柱は $Re=10^4$ の領域で剥離せん断層の側面上への非定常な再付着に伴ない、2つの渦放出モードが存在することが示されている(岡島1983)<sup>15)</sup>。また、既に述べたように $B/D=2.8$ および $6.0$ 近傍ではStrouhal数の変化に不連続性が見られるなど、矩形断面柱には数値解析的観点から検証すべき多くの現象が内在している。現状のRANSモデルがこれらの多様な現象に関してどの程度まで再現性を有するかを検証することはRANSモデルの今後の発展に向けた改善にとって重要である。以下本論文では、RANSモデルとして2方程式型モデルである修正型 $k-\epsilon$ モデルを取り上げ、一様な流れの中に置かれた断面辺長比 $0.6 \leq B/D \leq 8.0$ の矩形断面柱を対象に、その空力特性の再現性を中心に適用性について検討する。

## 2. 解析手法

### 2.1 基礎方程式

Reynolds平均された非圧縮性Navier-Stokes方程式は以下のように表される。

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( P + \frac{2}{3}k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1)$$

ここに $\nu_t$ は渦粘性係数で $\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon$ と表わせる。平均化を施す際、スパン方向に関して $\partial \langle \phi \rangle / \partial x_3 = 0$ 、すなわちスパン方向に均質、かつ $U_3 = 0$ であるとする(1)式は2次元となる。乱流エネルギー $k$ と乱流エネルギーの散逸率 $\epsilon$ は以下の輸送方程式から求められる。

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (2)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + (C_{\epsilon 1} P_k - C_{\epsilon 2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} \quad (3)$$

各モデルパラメータは、 $C_\mu=0.09$ ,  $C_{\epsilon 1}=1.44$ ,  $C_{\epsilon 2}=1.92$ ,  $\sigma_k=1.0$ ,  $\sigma_\epsilon=1.3$ で標準 $k-\epsilon$ モデルのものと同じである。標準 $k-\epsilon$ モデルではこれらの定数は実験の時間平均値から同定されているが、アンサンブル平均に基づいた場合、厳密にはこれらの適用の妥当性に関しては疑問のあるところである。しかし第3節に示される解析結果から判断するとモデル定数に起因すると思われる大きな不合理は特に見られなかった。

$P_k$ は乱流エネルギー $k$ の生産項である。標準 $k-\epsilon$ モデルではこれは以下のように表わされる。

$$P_k = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \cdot \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \quad (4)$$

しかしこのままでは風上隅角部近傍において過剰な乱流エネルギーの生産があることが知られている。ここでは流れのirrotationalityに着目して生産項を以下のように修正したKato & Launder<sup>10)</sup>による生産項修正型モデルを用いた。

$$P_k = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (5)$$

## 2. 2 物体壁面近傍の乱流モデルの取扱い

剥離や再付着が伴う物体境界近傍の取扱いは矩形断面まわりの流れ場の再現には重要である。従来の  $k-\epsilon$  モデルでは経済性の観点から物体境界近傍には多くの格子点をとらずに一般化対数則を仮定する方法がとられている。しかし矩形断面柱まわりの流れ場のように剥離や再付着が生じる場合、一般化対数則の妥当性は疑わしい。また対数則を用いることによって Reynolds 数効果を正確に表現できなくなる。そこで本解析では以下に示す低 Reynolds 数型 1 方程式モデル（以下、two layer モデルとよぶ）を用いた。すなわち、 $k$  方程式については物体表面上で  $k=0$  として解き、壁近傍の  $\epsilon$  は  $\epsilon$  方程式を解く代わりに乱流エネルギー  $k$  と長さスケール  $l_\mu$  により定める。 $\epsilon$  方程式を解かない位置での渦粘性  $\nu_t$  は、 $\epsilon$  と同様に乱流エネルギー  $k$  と長さスケール  $l_\mu$  により計算する。

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon}, \quad \nu_t = C_\mu k^{1/2} l_\mu \quad (6)$$

長さスケール  $l_\mu$ ,  $l_\epsilon$  は乱流渦スケール  $l (= \kappa y)$  に比例し、次式により求める。

$$l_\mu = C_{l\mu} \left[ 1 - \exp \left( -\frac{Re_y}{A_\mu} \frac{25}{A^+} \right) \right], \quad l_\epsilon = \frac{C_{l\epsilon}}{1 + 5.3/Re_y} \quad (7)$$

ここでその中に含まれる定数はそれぞれ、 $C_{l\mu} = \kappa C_\mu^{-3/4}$ ,  $A_\mu = 50.5$ ,  $A^+ = 25$  である。Two layer モデル (Norris & Reynolds 1975<sup>16</sup>, Rodi 1991<sup>17</sup>) の特徴は  $l_\mu$  が乱流 Reynolds 数  $Re_y (= k^{1/2} y / \nu)$  の関数になっているため、流れの Reynolds 数効果を表現できる点である。Reynolds 数効果は円柱のような曲面を有する場合の空気力特性を表すには重要であり、two layer モデルを用いた嶋田・孟(1997)<sup>18</sup> の解析では円柱の平均抗力係数の Reynolds 数変化が再現されている。本解析では two layer モデルの適用領域は物体近傍の 3 メッシュ程度を目安にした。また、剥離せん断層をできるだけ忠実に解像するために、境界適合格子を用いることで物体境界近傍に可能なかぎり格子を集中させた。

## 2. 3 時間進行, 移流項および圧力の解法

以上の方程式系を一般座標系により定式化し差分法により解いた。解法は MAC 法に準じた。流速成分の輸送方程式の移流項には 3 次精度風上差分を、 $k$  と  $\epsilon$  の輸送方程式の移流項には 1 次精度風上差分をそれぞれ用いた。時間に関しては Euler の陰解法を用いた。この際、移流項に関しては線形化して扱った<sup>9</sup>。一般に流れ場の乱流統計量を得ることを目的とする場合、移流項については explicit に取り扱われる。しかし本解析のように物体近傍に非常に細かな格子を設けた場合、時間刻みに関しては CFL 条件により著しく制限され、解析には多大な時間が必要となる。とくに振動問題への拡張を視野に入れた場合、振動応答の確率統計量が一定になるまでに無次元時間で数百からもの時間進行を行なう必要があり、explicit に解析を行なうことは極めて多くの時間を必要とし得策ではない。これらのことを考慮した上で、本解析では乱流統計量の再現に関する厳密性は多少犠牲にしても、Karman 渦スケールの大きな渦出現現象を再現することを重視し、計算を安定にすすめることを優先した。

圧力は運動量方程式の発散をとることにより次式のように得られる Poisson 方程式を解くことにより求める。

$$\nabla^2 P = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left( U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_i x_j} \left[ \nu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\nabla_i U_i^T}{\Delta t} \quad (8)$$

ここで、(8)式中、右辺第 2 項は Reynolds 応力項により派生した項で、その定義から明らかなように移流項から派生したものであるのもソース項に含める。

## 2. 4 解析格子および境界条件

解析領域は半径 30D の円でありその中心から 5D 風上に物体を配置した。解析ケースおよび解析に用いた格子点数を表 1 に示す。

表 1 格子分割

B/D	格子分割
0.6, 1.0	200×200
1.0 < B/D ≤ 8.0	320×200

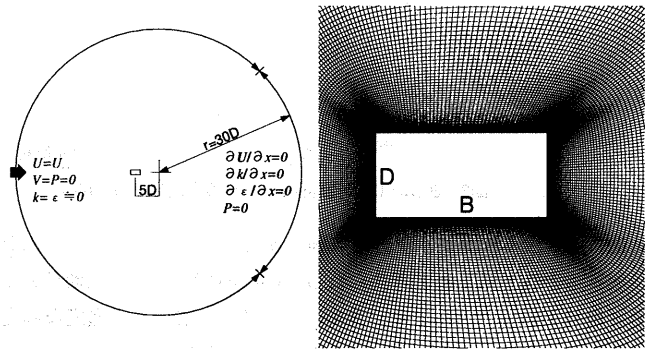


図 1 解析領域および境界条件と解析対象断面近傍の解析格子

境界条件を図 1 に示す。流入条件は  $U=U_\infty$  の一様流入とした。乱流エネルギーおよびその散逸率は  $k=10^{-5}(\text{m}^2/\text{s}^2)$ ,  $\epsilon=10^{-5}(\text{m}^2/\text{s}^3)$  とした。流出境界では自由流出とした。圧力に関してはすべての外部境界で 0、物体表面上で法線方向勾配を 0 とした。Reynolds 数は Lyn(1989)<sup>19</sup> による正方形角柱まわりの流速測定実験にあわせて  $Re=2.2 \times 10^4$  とした。比較のために引用した実験もそのほとんどが  $Re=10^4$  のオーダーで行なわれている。

## 3. 解析結果

### 3. 1 解析手法の検証 (辺長比 B/D=1.0 の場合)

RANS モデルにおける 2 次元解析の有効性と解析手法の検証のために、まず実験的にもまた数値解析的研究によっても比較的詳しく調べられている辺長比 B/D=1.0 の場合について示す。図 2 には本解析 (CASE1) および単に  $u_3=0$  とした 2 次元解析 (CASE2) による空気力係数の時系列波形を示す。CASE1 では正弦波に近い規則的な変動が得られているのに対し CASE2 では変動は不規則でその振幅は非常に大きい。図 3 にはこれら 2 つの解析法によるある瞬間の渦度場の比較を示す。CASE1 では整った Karman 渦列が角柱背後に形成されているのに対し、CASE2 では放出された渦がまっすぐに流下しない。CASE2 のような手法を用いる場合、このような現象は Reynolds 数が  $10^4$  程度の場合には必ず見られる。これは CASE2 では本来スパン方向にも 3 次元乱流運動により拡散するはずの運動量が拡散できないた

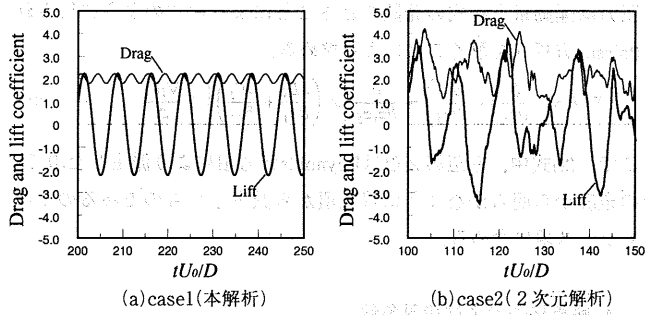


図2 B/D=1.0矩形断面柱の変動空気力係数の時系列波形(200×100)

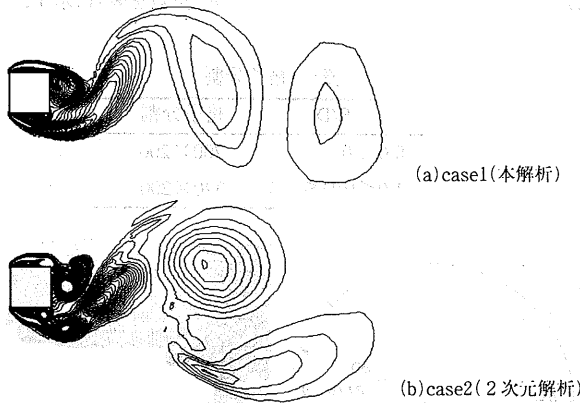


図3 B/D=1.0矩形断面柱まわりの渦度場(200×100)

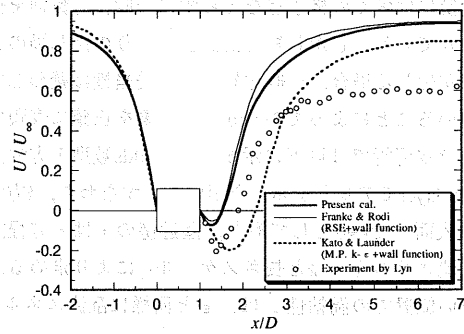
め図3(b)に見られるような非常に強い渦度の集中が現われ、過大な誘起速度が生じるためと考えられる。CASE1では乱流拡散効果をうまく取り入れることにより、高Reynolds数域においても過度な渦度の集中は起こらず、規則正しい渦放出が再現されている。

表2には本解析による空気力係数の結果を既往の主なRANSモデルの結果と実験結果<sup>23)</sup>とともに示す。平均抗力係数についてはいずれのRANSモデルの結果も実験値に比べるとやや小さいが概ね一致している。揚力の変動値に大きな差が見られる。変動揚力係数の大きさはFranke & Rodi>本解析>Kato & Launderの順である。この違いを考察するために、図4には平均流速およびトータルの変動エネルギー(periodic成分+stochastic成分)の中心軸上の分布を示す。角柱下流側の死水領域(図4(a)において $U/U_\infty < 0$ の領域を指す)の大きさはFranke & Rodiの結果や本解析結果では実験値に比較してかなり小さめに、反対にKato & Launderの結果では大きめに評価されている。これは角柱背後における乱流混合の大きさのちがいに起因するものであり、このことは図4(b)に示すトータルの変動エネルギーからわかる。トータルの変動エネルギーが最も大きい値をとるFranke & Rodiの解析は、最も大きな揚力の変動値を与え、反対に最も小さな値をとるKato & Launderの解析は最も小さい変動揚力を示す。すなわち、変動揚力と角柱背後の乱流混合および死水領域の大きさは密接に関係していることが示されている。これは固体壁近傍の取扱いや移流項の取扱いの違いによるものと考えられる。Katoら<sup>10)</sup>は固体壁近傍の取扱いが、乱流統計量だけでなく空力特性にも影響を与えることを示している。

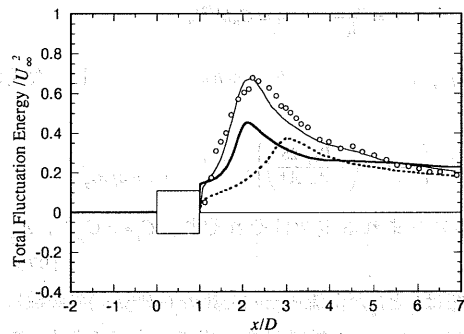
図5には平均風圧係数および変動風圧係数の分布を示す。B/D=1.0の断面は完全剥離型であるため、側面は剥離領域の中にあり、前縁からの剥離せん断層は側面上で再附着は示さない。したがって側面

表2 空気力係数の比較

	$C_d$	$C'_d$	$C'_L$	St
Franke & Rodi (RSE+w.f.) <sup>9)</sup>	2.15	0.383	2.11	0.136
Kato & Launder (M.P. k-ε+w.f.) <sup>10)</sup>	2.05±0.03		1.16	0.145
Present cal. (200×200)	2.05	0.093	1.43	0.141
Sakamoto <i>et al.</i> (Experiment) <sup>23)</sup>	2.22	0.132	1.45	0.134

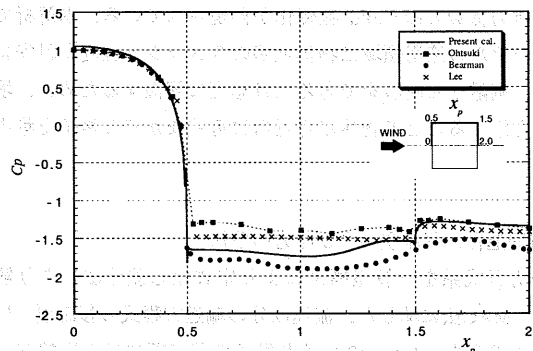


(a) U成分

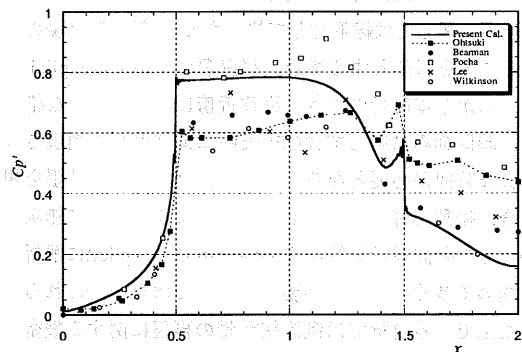


(b) トータルの変動エネルギー

図4 B/D=1.0矩形断面柱の時間平均乱流統計量の中心軸上の分布(200×200)

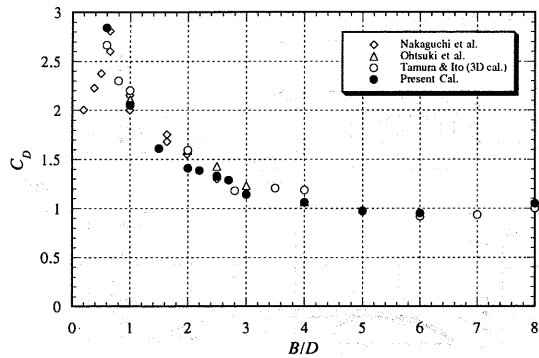


(a) 平均風圧係数

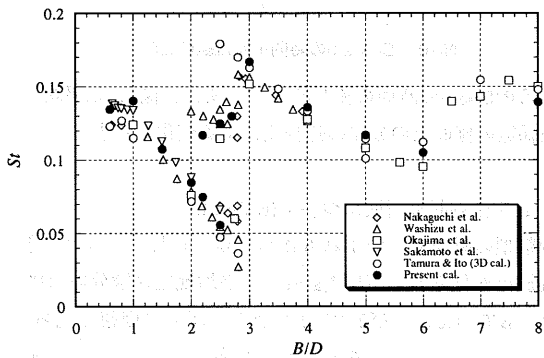


(b) 変動風圧係数

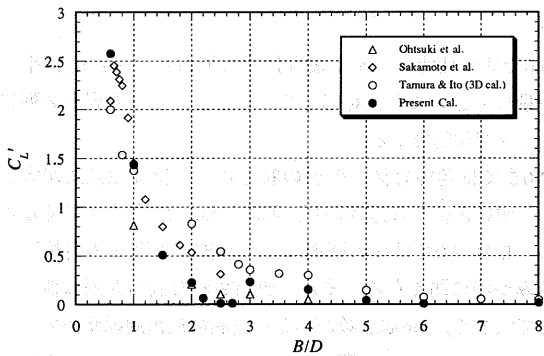
図5 B/D=1.0矩形断面柱の圧力分布



(a) 平均抗力係数



(b) Strouhal数



(c) 変動揚力係数

図6 平均抗力係数、Strouhal数および変動揚力係数の辺長比による変化

上で圧力の時間平均値はほぼ一定の値をとる。実験結果<sup>20,26~29)</sup>は平均値および変動値ともばらつきが見られるが、本解析結果は実験結果に概ね対応している。

このように、本解析に用いられている修正型 $k-\epsilon$ モデルは流れ場の平均値および乱流統計量を十分に再現してはいないが、空力特性については満足できる結果が得られている。

### 3. 2 辺長比による空力特性の変化

図6には平均抗力係数、変動揚力のスペクトルから求められたStrouhal数( $St=nD/U_{\infty}$ ,  $n$ : 変動揚力スペクトルの卓越振動数)および変動揚力係数 (periodic成分によるもののみ) の辺長比による変化を示す。同図には比較のために風洞実験結果<sup>1,15,20,21,22,30)</sup>および3次元解析による結果<sup>2)</sup>を示す。既往の実験および解析結果の傾向は以下のものである。平均抗力係数は $B/D=0.6$ 付近でピークを示し、それより大きい辺長比では単調に減少する傾向を示す。Strouhal数は $B/D=2.8$ お

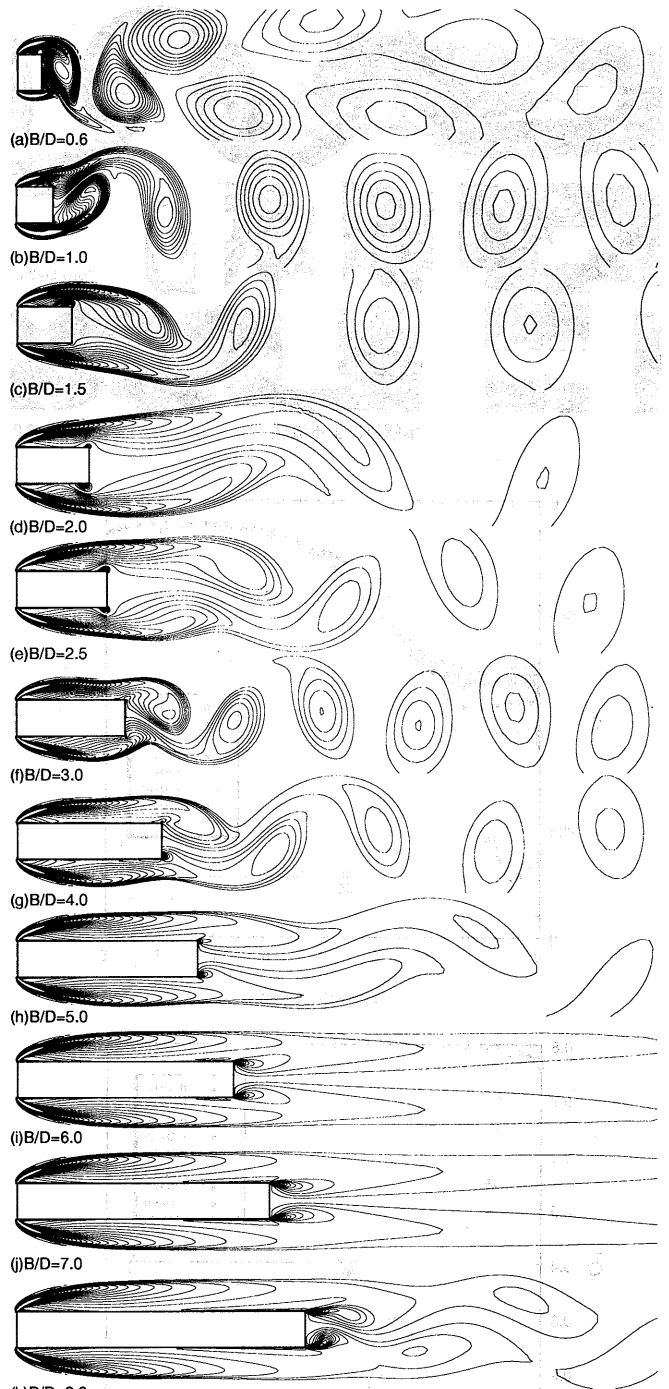


図7 種々の辺長比の矩形断面柱まわりの渦度場

および $B/D=6.0$ 付近で不連続性を示す。変動揚力係数については辺長比の変化に関する資料が十分ではないが、 $B/D \geq 0.6$ では単調に減少する。本解析結果は、平均抗力係数およびStrouhal数に関しては実験値および3次元解析<sup>2)</sup>の結果とよく一致している。変動揚力係数に関しては実験値および3次元解析<sup>2)</sup>の結果より小さな値を示す。この点については3. 3節において詳しく述べる。

以上に示した空力特性を流れ場と関連づけて考察するために、図7には本解析により得られた主な断面周りの瞬間渦度場を示す。一般に、3次元非定常解析の場合には、側面上の3次元変動に起因する微細な渦構造が見られる。それに対してRANSモデルを用いた本解析結果はこのような微細な渦は見られない。これはアンサンブ

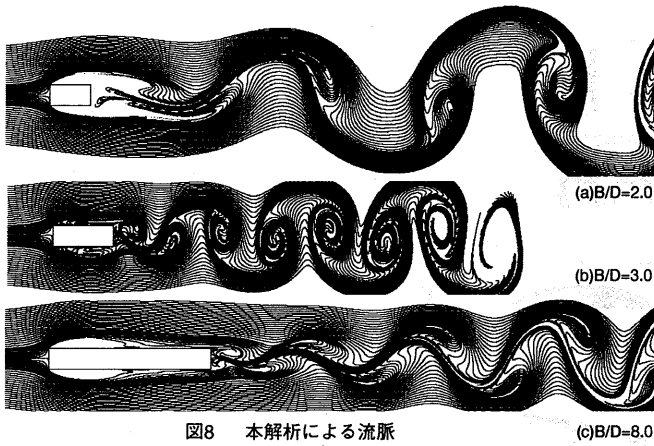


図8 本解析による流脈

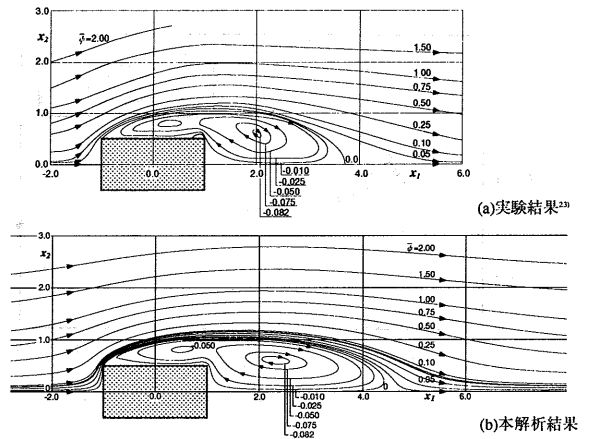


図10 B/D=2.0の時間平均流線の比較

付着となるB/D=8.0の断面の流脈を示す。また、図9には平均および変動風圧係数の側面上の分布の辺長比による変化を示す。

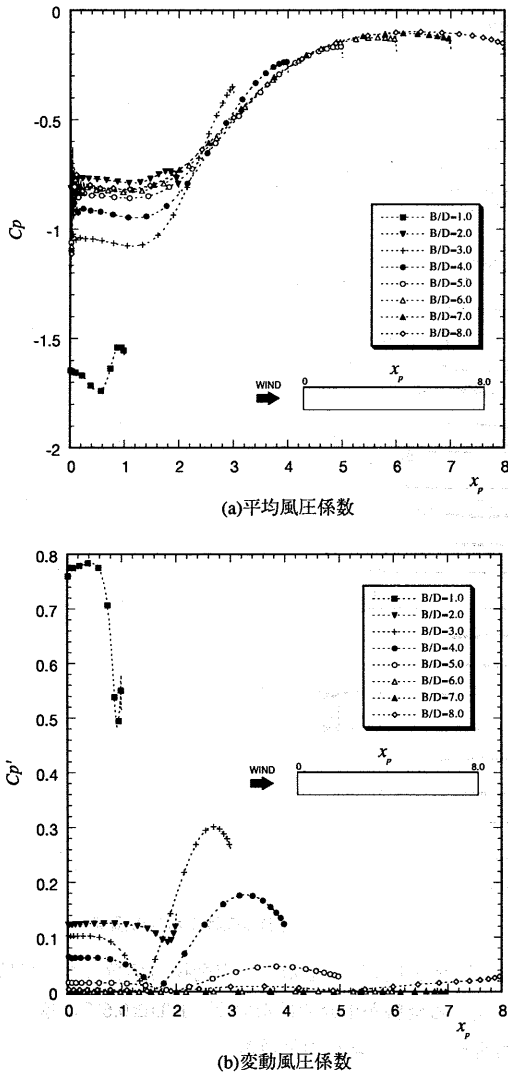


図9 側面上の平均風圧係数および変動風圧係数の分布の辺長比による変化

ル平均からのずれとしての微細な渦変動は乱流として取扱われ、その効果は渦粘性として取り込まれ、結果的に小さな渦は陽的には表われてこないためである。

再付着等の側面上での流れの様子を見る場合、渦度よりも流脈が適している。図8には特徴的な辺長比、すなわち渦放出周期が最も長くなるB/D=2.0、Strouhal数が極大値を示すB/D=3.0および定期的再

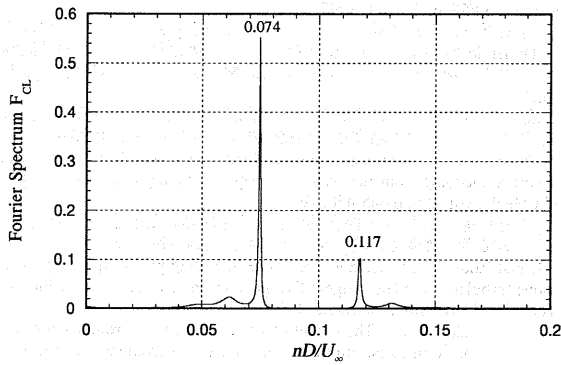
### 3. 2. 1 完全剥離型断面について(B/D<2.8)

完全剥離型の断面ではいずれも極めて規則正しくかつはっきりした後流渦放出が見られる(図7(a~e))。平均風圧係数分布(図9(a))をみると、B/D=1.0および2.0では側面上で圧力の回復は見られず、時間平均的には完全剥離であることに対応している。また、側面全体が剥離領域の中に含まれるため変動風圧係数は側面全体にわたって大きい。

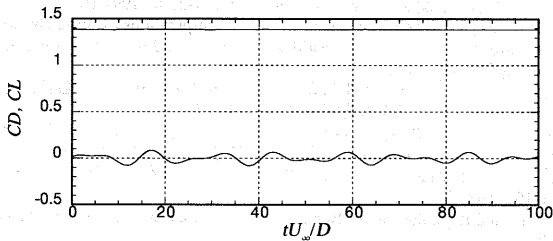
B/D=0.6では角柱背後に渦が最も接近しており(図7(a))、平均抗力係数が最も大きいことに対応している。また後流渦列が2列になっているのが特徴的である。

B/D=2.0までは角柱背後への渦の巻き込み位置は辺長比が大きくなるにしたがい角柱から遠ざかり、同時にStrouhal数も小さくなる傾向がある。B/D=2.0では他の断面に比べ剥離せん断層の角柱背後への巻き込みが特に弱くなる。また、放出された渦の間隔は他の断面に比較して大きく、Strouhal数が小さい(渦の放出周期が長い)ことに対応している(図8(a))。図10にはB/D=2.0の時間平均流線について溝田・岡島(1981)<sup>20)</sup>による流れ場の詳細な計測によって得られた結果と本解析結果の比較を示す。溝田らはB/D=2.0では逆流域は大きく、下流にまで及んでいることを示している。本解析結果は計測結果に比較して後流域の大きさは大きめであるが、逆流域は下流にまで及ぶという定性的傾向は計測結果と一致している。

辺長比が2.0から2.8の間の断面はReynolds数が $10^4$ の近傍では、側面の後縁部付近で剥離せん断層の非定常な再付着を伴ない、2つの渦放出モードが存在することが調べられている<sup>15,20)</sup>。この流れが再付着するかしないかの微妙な領域での本解析手法の特性を調べるために、この領域においてB/D=2.2, 2.5および2.7の断面について解析を行なった。図11(a)にはB/D=2.2の解析により得られた変動揚力係数のスペクトルを示すが、 $nD/U_{\infty}=0.074$ と $0.117$ に2つのピークが見られる。この内、無次元振動数が高い方( $nD/U_{\infty}=0.117$ )は、Strouhal数の分布図においてB/D=2.0( $St=0.085$ )より辺長比が小さい側とB/D=3.0( $St=0.165$ )より辺長比が大きい側のほぼ中間に存在しており、実験結果と対応している。2つの渦放出モードはB/D=2.5でも見られるが、B/D=2.7では振動数が低い方のモードは見られなくな



(a)変動揚力係数のFourierスペクトル



(b)抗力および揚力係数の時系列波形

図11 B/D=2.2の変動揚力係数のFourierスペクトルと変動空気力の時系列波形

った。岡島ら<sup>24)</sup>はこの辺長比領域についても後流を熱線風速計により詳細に調べた。その結果、B/D=2.5の断面では2つのピークが同程度であるが、B/D=2.8では振動数が高い方のモードが支配的としている。本解析結果の傾向は岡島らの実験結果と対応している。

これら2つのモードの周期特性は後流の計測による実験からは間欠的に観察される。すなわち、ある時間領域では振動数が低い方のモードが卓越し、またある時間領域では振動数が高い方のモードが卓越する。図11(b)に示す本解析で得られた時間変動波形ではこれらの間欠性は見られず、両モードが重畳されたかたちで表われている。これはアンサンブル平均の効果により統計的に等価なかたちで表われたものと見ることができる。

### 3. 2. 2 再付着型断面について(2.8<B/D≤8.0)

B/D=3.0の断面に関しては、既往の実験値ではStrouhal数が0.16~0.17の極大値を示し、渦放出周期が突然短くなるが、この様子は本解析でも良好に再現されている。本解析ではStrouhal数が0.167まで急激に大きくなることに伴い、渦放出間隔は急激に狭くなり、非常に明瞭な渦放出が再び見られるようになる。このとき変動揚力係数も回復を示す(図6(c))。B/D=3.0の流脈(図8(b))からは、側面で剥離バブルが形成されていることが認められる。これに伴い平均風圧係数は前縁側で低く(図9(a))、後縁側で急速な回復が認められる。また、剥離バブルは上側面と下側面に周期的に形成されている。このような傾向はB/D=5.0までの辺長比で見られる。図12にはこのような周期的再付着型断面の例として、B/D=4.0の断面について、解析によって得られた時間平均流線と溝田らの計測結果の比較を示す。本解析結果は側面上のはく離バブルや後流の逆流域の大きさなどに関して計測結果とよく一致している。

図6(b)のStrouhal数の変化を見ると辺長比B/D=6.0付近にも極値が存在することがわかる。ところで、本解析によって得られた辺長比B/D=6.0の渦度コンター(図7(i))を見ると物体から遠く離れた後流

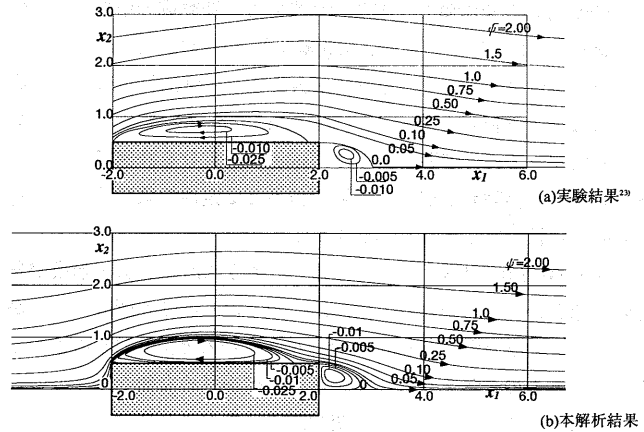


図12 B/D=4.0の時間平均流線の比較

で弱い揺動は認められるものの、断面近傍の流れ場はほとんど対称であり、他の断面に比較して後流渦放出は明らかに弱い。この前後の辺長比のB/D=5.0およびB/D=8.0ではそれぞれ明確な渦放出が認められる。このような扁平断面については詳細な空気力の資料は現在のところ極めて乏しいが、B/D=6.0に関しては3次元非定常解析<sup>2)</sup>によって変動揚力の性状が調べられている。これによると、変動揚力のスペクトルには渦放出に伴う明確なピークは見られない。本解析によって得られた結果に渦放出が見られず、渦度場が対称に近いのは3次元非定常解析結果にも示されているように渦放出が微弱なためである。本解析は2次元解析にも関わらず、この周期的再付着から定常的再付着への移行段階において渦放出が抑制される領域があることを極めて明瞭に再現している。このような移行に伴う渦放出の抑制された辺長比領域はB/D=6.0~7.0にあることが流れのパターンから認められる。

B/D=8.0では新たに後縁からの渦放出が見られるようになり(図7(k))、Strouhal数は再び大きくなる。流脈(図8(c))からは両側面上の前縁側に明確な剥離バブルが定在して形成され、前縁から剥離した流れが両側面に定常的に再付着していることが認められる。

本解析により得られた3.0≤B/D≤8.0の再付着型断面の平均風圧係数(図9(a))は、負のピークを生じる位置および圧力が回復する位置に関してはほぼ同様な傾向を示す。とりわけ5.0≤B/D≤8.0では側面全体にわたりほぼ同じひとつの分布形で表わされる。この傾向は3次元解析<sup>2)</sup>で得られた傾向ともよく対応している。変動風圧係数は、再付着型断面では前縁側と後縁側でそれぞれ変動が大きくなる部分が認められる。これらを平均風圧係数の分布と対応づけてみると、変動が大きい部分はそれぞれ前縁側の低圧部分と圧力が回復を示す後縁部分とに対応している。

### 3. 3 変動風圧係数・変動揚力係数について

現在のRANSモデルでは、風速成分のstochastic成分は、乱流エネルギーkを用いて評価することが可能であるが、圧力およびその断面周りの積分量である風力のstochastic成分に関しては評価することができない。したがって変動風圧係数および変動揚力係数については本解析でもperiodic成分のみを用いてこれら进行评估している。

完全剥離型ではKarman渦放出に伴うはく離せん断層の揺動によるperiodic成分が支配的である。したがって3. 1節に示されたように



periodic成分のみを考慮した本解析結果でも、変動成分中ですべての成分を評価した実験値および3次元解析結果にはほぼ一致する。

一方、再付着型断面で、辺長比が大きく、定常的再付着が起こるようになると変動成分中に占めるstochastic成分の割合が大きくなる。したがって再付着型断面では、stochastic成分を評価できない本解析の結果と実験および3次元解析結果とは定性的傾向は一致するものの、定量的にはその差は顕著となる。

1.5 < B/D < 3.0では3.2.1で述べたようにKarman渦の形成が角柱から遠ざかる。したがって渦放出に伴うはく離せん断層の揺動が弱まり、変動成分中のperiodic成分は小さくなると同時にその割合も小さくなるものと考えられ、実験値に比べ小さめな値を示すものと考えられる。この点について、変動風圧係数および変動揚力係数に関して現在までのところ、これらに関するデータはperiodic成分とstochastic成分に分けて示された例がないため解析結果の妥当性を判断することは難しい。RANSモデルの非定常性の再現性について、特にこのような間欠性を伴う現象の再現性についての解釈は検討の余地がある。

#### 4. まとめ

辺長比0.6 ≤ B/D ≤ 8.0の断面を有する2次元矩形断面柱について修正型k-εモデルによる2次元流体解析を行い、その空力特性評価における適用性について検討を行なった。その結果、以下のような知見を得た。

1. 修正型k-εモデルによる2次元解析では、高Reynolds数の乱流場においても過度の過大な集中が起こらず、極めて滑らかかつ規則正しい渦放出が得られた。

2. 平均抗力係数およびStrouhal数に関しては、すべての辺長比に対して実験値と良好な一致がみられた。特にStrouhal数に関してはB/D=3.0および6.0の断面において不連続性が明瞭に再現された。また、辺長比2.0 < B/D < 3.0の周期的再付着断面では2つの渦放出モードをもつ現象が再現された。

3. 変動揚力係数については、定性的には実験値および3次元解析結果の傾向をよく捕らえられているが、値そのものは小さめである。これは本解析では変動揚力係数の内、periodic成分のみを評価したためである。

4. 平均風圧係数の分布に関して、特に再付着型断面では、前縁付近の剥離バブルによる低圧部や後縁付近での再付着に伴う圧力回復を再現し、3次元解析の結果とも良い対応を示した。

本報告では静止状態における空力特性のみ示したが、本モデルの空力弾性問題への適用を考えると、動的な空力特性の再現が最も重要である。一般に矩形断面の空力弾性振動は渦放出と密着した関係にある。本モデルは矩形断面の渦放出に関する内在的な不安定性をよく再現したことで、振動問題への適用の可能性が期待される<sup>29)</sup>。

#### 参考文献

- 1) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: 矩形断面の抗力に関する一実験, 航空学会誌, 第16巻, 第168号, p1-5, 1968.1
- 2) 田村哲郎, 伊藤嘉晃: 角柱まわりの流れと空力特性の辺長比による変化, 日本建築学会構造系論文集, 第486号, p.153-162, 1996.8
- 3) Kawamura, T. and Kuwahara, K.: Computation of high Reynolds number flow around circular cylinder with surface roughness, AIAA paper 84-0340, 1984
- 4) Murakami, S. and Mochida, A.: On turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinder predicted by CFD, J. of Wind Engineering and Industrial

- Aerodynamics, 54/55, p.191-211, 1995
- 5) 持田灯, 村上周三, 富永禎秀, 小林光: Smagorinsky SGSモデルにおける標準型とDynamic型の比較 Dynamic LESによる2次元角柱まわりの乱流渦放出流れの解析 (第1報), 日本建築学会計画系論文集, 第47号, p.41-47, 1996.1
- 6) 野澤剛二郎, 田村哲郎: 角柱まわりの複雑乱流場に対するLESの適用法の提案とその課題, 土木学会論文集, No.591/I-43, p.151-161, 1998.4
- 7) Ohya, Y., Nakamura, Y., Ozono, S., Tsuruta, H. and Nakayama, R.: A numerical study of vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges, J. of Fluid Mech., vol. 236, p.445-460, 1992
- 8) 野津剛, 田村哲郎: 高精度・保存的流体計算法の耐風問題への適用性について, 日本建築学会構造系論文集, 第494号, p.43-49, 1997.4
- 9) Franke, R. and Rodi, W.: Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models, Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows, 20-1, Technical University of Munich, 1991.9
- 10) Kato, M. and Launder, B. E.: The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, Ninth symposium on "Turbulent shear flows" Kyoto Japan, 1993.8
- 11) 加藤真志: 修正生産項k-εモデルを用いた静止・振動角柱周りの二次元流れ解析, 土木学会論文集, No.577, 1-41, p.217-230, 1997.10
- 12) Deng, G. B., Piquet, J. and Visoneau, M.: 2-D computations of unsteady flow past a square cylinder with the Baldwin-Lomax model, J. of Fluids and Structures, pp663-680, 1994.8
- 13) 河島紀英, 河村洋: k-εモデルによる正方形角柱まわり流れの数値計算, 第7回計算流体シンポジウム講演論文集, 1996.7
- 14) 岡島厚, 坂井晴久: 直接法とk-εモデルによる矩形柱まわりの流れの数値シミュレーション, 日本風工学会誌, 第47号, p.79-80, 1991.4
- 15) 岡島厚: 種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ, 日本風工学会誌, 第17号, p.1-19, 1983.9
- 16) Norris, L.H. and Reynolds, W.C., Rept. No. FM-10, Stanford Univ., Dept. Mech. Eng., 1975
- 17) Rodi, W.: Experience with tow-layer models combining the k-ε model with a one-equation model near the wall, AIAA-91-0216, 1991
- 18) 嶋田健司, 孟 岩: 一樣流中の円柱に関するk-εモデルによる二次元数値解析, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-1, 20164, 1997.9
- 19) Lyn, D. A., Proc. 23rd Cong. Int. Ass. Hydraulic Research, Ottawa, Canada, A85-A92, 1989.8
- 20) 大築志夫, 藤井邦雄, 鷲津久一郎, 大屋昭男: 一樣流中におかれた二次元静止矩形柱の空力3分力特性と圧力分布について, 構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, pp.169-176, 1978
- 21) 大屋昭男, 鷲津久一郎, 藤井邦雄, 大築志夫: 一樣流中におかれた二次元静止矩形柱の空力3分力特性と圧力分布について (続報), 第6回風工学シンポジウム論文集, pp.153-159, 1980
- 22) 坂本弘志, 羽生博之, 小林圭史: 一樣流中にある長方形断面柱に作用する変動流体力 (完全はく離形角柱について), 機械学会論文集B, 55巻 516号, p.2310-2317, 1989.8
- 23) 溝田武人, 岡島厚: 角柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第312号, p.39-47, 1981.8
- 24) 岡島厚, 上野久儀, 易東来, 中村透: 断面比2~3の矩形柱周りの流れにおけるレイノルズ数の影響, 第13回風工学シンポジウム論文集, p.113-118, 1994.12
- 25) 嶋田健司, 孟 岩: k-εモデルによるB/D=2矩形断面柱の空力弾性振動の数値解析, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-1, 1998.9
- 26) Bearman, P. W. and Obasaju E. D.: An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-section cylinders, J. Fluid Mech., vol.119, pp297-321, 1982
- 27) Lee, B.E.: Some observation of the effect of aspect ratio on the influence of turbulence on the drag of rectangular cylinders, The international colloquium on bluff body aerodynamics and its applications, Kyoto, 1988.1
- 28) Pocha, J. J.: On unsteady flow past cylinders of square cross-section, Ph.D. thesis, Department of Aeronautics, Queen Mary College, London, 1971
- 29) Wilkinson, R. H.: On the vortex-induced loading on long bluff cylinders, Ph.D. thesis, Faculty of Engineering, University of Bristol, England, 1974
- 30) Washizu, K., Ohya, A., Otsuki, Y. and Fuji, K.: Aeroelastic instability of rectangular cylinders in a heaving mode, J. of Sound and Vibration, 59(2), p.195-210, 1978

#### 記号

- B: 流れ方向の長さ
- C: 平均風圧係数(=P/(1/2 ρ U<sub>∞</sub><sup>2</sup>), P: 風圧の平均値)
- C<sub>p</sub>: 変動風圧係数(=σ<sub>p</sub>/(1/2 ρ U<sub>∞</sub><sup>2</sup>), σ<sub>p</sub>: 風圧の標準偏差)
- C<sub>d</sub>: 平均抗力係数(=F<sub>d</sub>/(1/2 ρ U<sub>∞</sub><sup>2</sup>D), F<sub>d</sub>: 単位長さ当たりの平均抗力)
- C<sub>l</sub>: 変動揚力係数(=σ<sub>l</sub>/(1/2 ρ U<sub>∞</sub><sup>2</sup>B), σ<sub>l</sub>: 単位長さ当たりの揚力の標準偏差)
- D: 見付け幅
- k: 乱流エネルギー
- P: 圧力
- P<sub>r</sub>: 乱流エネルギーの生産項
- Re: Reynolds数(=U<sub>∞</sub>D/ν, ν: 動粘性係数)
- Re<sub>s</sub>: 乱流Reynolds数(=k<sup>1/2</sup>y/ν, y: 固体壁からの距離)
- S<sub>t</sub>: Strouhal数(=nD/U<sub>∞</sub>)
- U<sub>i</sub>: アンサンブル平均された風速
- ε: 乱流エネルギーの散逸率
- κ: Karman定数(=0.41)
- ν<sub>t</sub>: 乱流粘性係数

(1998年2月10日原稿受理, 1998年7月3日採用決定)