

# 断面辺長比 4 の矩形断面の空力特性に関する 2次元・3次元数値流体解析

平野廣和<sup>1</sup>・渡邊 茂<sup>2</sup>・丸岡 晃<sup>3</sup>・佐野 健一<sup>4</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 中央大学教授 総合政策学部 (〒192-0393 東京都八王子市東中野 742-1)

<sup>2</sup>正会員 工修 三井造船(株) 鉄構建設事業部技術部 (〒196-0012 東京都昭島市つつじヶ丘 1-1-50)

<sup>3</sup>正会員 工博 八戸工業高等専門学校建設環境工学科 助手 (〒039-1192 青森県八戸市田面木字上野平 16)

<sup>4</sup>工修 三井造船(株) 鉄構建設事業部技術部課長補佐 (〒196-0012 東京都昭島市つつじヶ丘 1-1-50)

本論文は、偏平箱桁橋の耐風設計技術への応用を目指すために、代表的な剥離・付着断面である断面辺長比 4 の矩形断面を選び、この空力特性を数値流体解析により求めようとするものである。比較的低いレイノルズ数 300~3,000 の間で 2 次元および 3 次元数値流体解析を行い、矩形断面まわりの圧力係数および背圧係数に関して、レイノルズ数をパラメータとして、既存の風洞実験結果も含めて比較を行った。さらに、剥離流が再付着する流れの状態に関しても、煙風洞実験結果との比較を行った。その結果、剥離流の再付着を生ずる断面辺長比を持つ矩形断面の正確な流れと空力特性を数値流体解析で再現する場合は、3 次元数値流体解析が必要であることが判明したので、ここにその結果を報告する。

*Key Words* : three-dimensional simulations, rectangular cylinder, aerodynamic characteristics, separation shear layer

## 1. はじめに

最近の土木構造物は、時代のすう勢と設計・施工技術の向上とが相まって、ますます長大化の傾向をたどり、それにしたがって、構造物やそれを構成する部材の固有周期が長くなってきている。さらに、柔軟構造化や軽量化という工学的な面ばかりでもなく、コストダウンという経済的・時代的な要請もあり、その傾向はますます強まりつつある。その結果、耐風安定性の面から見れば、さらに危険側に近づきつつあることから、自然風下に建設される構造物については、耐風安定性の検討が必要不可欠となっている。このような問題の解決には、従来から多くの風洞実験が行われて、多くの成果を得るに至っている。しかし、風洞実験には多くの経費と時間を要することから、コストダウンの面から電子計算機を用いた数値流体力学 (CFD) による検討手法の開発が希求されている。

さて、土木構造物としてよく用いられる矩形断面は、構造物要素の一つの典型であり、偏平箱桁橋の耐風設計技術において、最も基本となる断面の一つである。このため、風工学の研究における基礎となる貴重な情報を得ることができることから、多くの研究がなされてきた。特徴の一つとして、断面辺長比  $B/D$  (ここで、 $B$  は矩形断面の流れの方向の辺長、 $D$  は矩形断面の流れと直角方向の辺長とする。) により、空力特性が大きく変化することが挙げられる。一様流中に静止させた矩形断

面に作用する抗力は、 $B/D=0.6$  付近で鋭いピーク値を持つという特異な性質が知られている<sup>1),2)</sup>。また、岡島ら<sup>3),4)</sup>の研究によれば、 $B/D=2.8$  付近を境にして流れの状況が大きく変化することが報告されている。 $B/D$  が 2.8 以下の場合、前縁で剥離した剥離せん断層が矩形断面表面に再付着しないのに対し、 $B/D$  が 2.8 以上となると矩形断面表面に後流渦の発生周波数で周期的に付着したり、離れたりにしている。さらに、 $B/D$  が 2.8 以上を時間平均的に見ると、後縁近傍で再付着するようになっている。

一方、数値流体力学の進歩の過程において、解析結果と実験結果とを比較することによって、解析手法の妥当性を検証することが行われてきた。例題として、実験結果が豊富な矩柱断面<sup>3)~7)</sup>が取り上げられ、一様流中に置かれた状態で、色々な手法での数多くの数値解析例が報告<sup>8),9)</sup>されている。ここでの流れは、剥離点が風上側の断面縁端に固定されるので、抗力係数やストローハル数などの空力特性は、レイノルズ数への依存性が少ない。このため、比較的低いレイノルズ数の解析でも実験との検証に用いやすいことによる。ところで、従来の数値流体解析で矩形断面まわりなどの流れを解析する場合、通常 2 次元解析が試みられてきた。この理由として、3 次元解析を扱った場合には非常に多くの計算機容量と計算速度が要求されるため、大規模な計算は困難であることが多い。さらに比較すべき風洞実験が、橋軸方向に一様な断面を持つ 2 次元模型を用いている

のが一般的なことである。多くの場合、模型アスペクト比を十分とるとともに、模型の両端に端板や2次隔壁等が取り付けられている。これにより、模型の2次元性ならびに風洞気流の2次元性をできる限り保つように実験の条件が設定されている。これと比較することから、数値解析でも平面のみを考慮した2次元解析が主として行われていた。

しかし、このような複雑な流れを示す矩形断面は、従来の2次元解析では流れが十分に評価されないことが報告されている。例えば、完全剥離型断面である辺長比2の矩形断面の2次元解析において、大屋ら<sup>8)</sup>および著者ら<sup>10)</sup>は、風洞実験と異なり、すぐに剥離せん断層が側面に再付着すると指摘している。これは、前述の $B/D=2.8$ 付近を境とする現象の変化を2次元の数値計算では表現できないことを示している。また、LES(Large Eddy Simulation)<sup>11),12)</sup>により2次元解析と3次元解析とを比較することにより、2次元解析の有する問題点を指摘している。これらの原因としては、時間平均的には2次元性が保たれていても、時々刻々変化する流れの変動成分が3次元性を示していることによると考えられる。流れ場を2次元解析で表現しようとすると、橋軸方向(スパン方向)のエネルギー散逸を考慮していないので、剥離渦が強めに評価され、流れそのものを正確に表現できなくなり、剥離流の再付着点がずれることが生ずる<sup>10)</sup>。この結果、空気が過大または過小に評価されることになる。ところで、2次元解析は簡単に行えることから、色々なモデルを導入することにより、この空気の過大評価を避ける試みも行われている。乱れ成分の3次元性によるエネルギー散逸を考慮できる2次元解析手法として、RANSモデル(Reynolds Averaged Navier-Stokes)が挙げられる。加藤<sup>13)</sup>は、 $K-\epsilon$ モデルの等方粘性仮定の欠点を修正した、修正 $K-\epsilon$ モデルを提案し、静止・振動の両面から空力特性の評価を行っている。しかし、今のところ完全剥離型である断面辺長比1に限られている。さらに、嶋田ら<sup>14)</sup>は、各種の断面辺長比の解析を行っているが、変動揚力が過小評価される傾向が得られており、十分に現象を再現するには至っていない。

一方、直接解析法による3次元解析を行う試みも徐々にではあるが行われるようになってきた。3次精度風上差分法を用いた直接解析手法では、田村ら<sup>15),16)</sup>が断面辺長比2.5を中心とした矩形柱の静的・動的な問題の解析を行っている。さらに、LESを用いた手法では、野澤ら<sup>17)</sup>は断面辺長比1を行っている。しかし、3次元数値流体解析により剥離流の再付着点近傍での断面辺長比を持つ矩形断面の正確な流れと空力特性ならびにレイノルズ数の影響を検討した研究は少ないようである。このため、ある一定のレイノルズ数範囲で3次

元解析が必要であるか否かを検討する必要がある。なお、円柱を扱った問題では既に3次元解析の必要性が論じられている<sup>18),19)</sup>。

このような背景から、本論文では、数値流体解析による偏平箱桁橋の耐風設計技術への応用を目指して、構造物要素の一つの典型であり、風工学の研究における基礎となる貴重な情報を得ることができる矩形断面まわりの2次元・3次元解析を行う。特に、偏平箱桁橋を対象とすることから、再付着型断面である断面辺長比4を扱うこととする。具体的には、レイノルズ数をパラメータとして比較的低いレイノルズ数範囲である300~3,000で、まず2次元解析を行い、剥離せん断層が側面に付着する位置に関して、既存の風洞実験で得られている結果と異なることを示す。次に3次元解析を行い、同様に再付着位置ならびに断面まわりの圧力係数・背圧係数の検討を行う。さらに、2次元・3次元解析結果を比較して、両者の現象の違いを考察する。併せて煙風洞での可視化実験を行い、この結果との比較も行う。これらの検討から、剥離・再付着を伴う矩形断面には、3次元解析が必要であることを論ずるものである。

## 2. 解析手法

### (1) 基礎方程式

流れ場を非圧縮性粘性流れと仮定すると、基礎方程式は、非圧縮性 Navier-Stokes の運動方程式と連続式により記述される。これらを無次元化することによって以下の運動方程式と連続式によって表現することができる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u + \nabla p - \nu \nabla^2 u = f \quad \text{in } \Omega \quad (1)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (2)$$

ここで、 $u$ 、 $p$ は流速と圧力、 $f$ は外力項、 $\nu$ は $1/Re$ 、 $Re$ はレイノルズ数をそれぞれ表す。また、 $\Omega$ は境界 $\Gamma$ で囲まれた解析領域で、境界 $\Gamma$ は $\Gamma_1$ と $\Gamma_2$ に分けられ、以下の境界条件が規定される。

$$u = \hat{u} \quad \text{on } \Gamma_1 \quad (3)$$

$$\{-pI + \nu \nabla u\} \cdot n = \hat{t} \quad \text{on } \Gamma_2 \quad (4)$$

ここで、 $I$ は単位テンソル、 $n$ は境界 $\Gamma$ の外向き法線ベクトルである。

### (2) 時間方向の離散化と分離型解法

運動方程式(1)に2次精度となるCrank-Nicolson法を適用することにより、式(5)が得られる。さらに連続式(2)を完全陰的に表すと、式(6)が得られる。

$$\frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} + u^n \cdot \nabla u^{n+\frac{1}{2}} + \nabla p^{n+1} - \nu \nabla^2 u^{n+\frac{1}{2}} = f \quad \text{in } \Omega \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0 \quad \text{in } \Omega \quad (6)$$

ここで、 $\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} = (\mathbf{u}^n + \mathbf{u}^{n+1})/2$  であり、移流項の非線形項は移流速度を既知流速 $\mathbf{u}^n$ により近似する。

本解析では圧力 Poisson 方程式を導くことによって、流速と圧力を分離して解く手法である分離型解法<sup>20)</sup>を適用する。運動方程式 (5) の発散をとり、連続式 (6) を代入することによって以下のような圧力 Poisson 方程式が得られる。

$$\Delta t \nabla^2 p^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^n$$

$$-\Delta t \nabla \cdot \{ \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} - \nu \nabla^2 \mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}} - \mathbf{f} \} \quad \text{in } \Omega \quad (7)$$

分離型解法では上式から圧力を求めるが、陰的解法の場合には右辺項に未知流速 $\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}}$ が含まれることから、運動方程式 (5) と圧力 Poisson 方程式 (7) を連立して解く形となる。そこで、本論文では流速場と圧力場を完全に分離するために、未知流速 $\mathbf{u}^{n+\frac{1}{2}}$ を既知流速 $\mathbf{u}^n$ により近似することにより、以下のような圧力 Poisson 方程式を用いることとした。

$$\Delta t \Delta p^{n+1} = \nabla \cdot \mathbf{u}^n - \Delta t \nabla \cdot \{ \mathbf{u}^n \cdot \nabla \mathbf{u}^n - \nu \nabla^2 \mathbf{u}^n - \mathbf{f} \} \quad \text{in } \Omega \quad (8)$$

### (3) 分離型解法と空間方向の離散化

圧力 Poisson 方程式の重み付き残差方程式の導出は、通常の Galerkin 法を用いる。また、補間関数に関して、流速と圧力の重み関数と試行関数の同次補間である四角形双 1 次要素の Q1Q1 要素を用いる。補間による近似関数をそれぞれ $w_h, q_h, u_h, p_h$ とすると、式 (8) の重み付き残差方程式は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \Delta t \nabla q_h \cdot \nabla p_h^{n+1} d \text{ volume} &= - \int_{\Omega} q_h \nabla \cdot \mathbf{u}_h^n d\Omega \\ &- \int_{\Omega} \Delta t \nabla q_h \cdot \{ \mathbf{u}_h^n \cdot \nabla \mathbf{u}_h^n - \mathbf{f}_h \} d\Omega \\ &- \int_{\Gamma_1} q_h \{ \dot{\mathbf{u}}_h^{n+1} - \dot{\mathbf{u}}_h^n \} \cdot \mathbf{n} d\Gamma \end{aligned} \quad (9)$$

式 (9) の右辺第 2 項には、実際には粘性項が含まれるが、双 1 次要素を用いたとき 2 階微分をすることにより結果的にゼロとなる。

次に、運動方程式 (5) の重み付き残差方程式は、重み関数と試行関数に異なった補間関数を用いる Petrov-Galerkin 法の考え方にに基づき導くことが可能な IBTD (Improved Balancing Tensor Diffusivity) 法<sup>21)</sup>を用いる。IBTD 法による運動方程式の重み付き残差方程式は、SUPG (Streamline Upwind / Petrov Galerkin) 法<sup>22)</sup> による安定化パラメータを $\frac{\Delta}{2}$ に置き換えた形となる。従って、式 (5) の重み付き残差方程式は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathbf{w}_h \cdot \left\{ \frac{\mathbf{u}_h^{n+1} - \mathbf{u}_h^n}{\Delta t} + \mathbf{u}_h^n \cdot \nabla \mathbf{u}_h^{n+\frac{1}{2}} \right\} d\Omega \\ + \int_{\Omega} \nabla \mathbf{w}_h \cdot \{ -p_h^{n+1} \mathbf{I} + \nu \nabla \mathbf{u}_h^{n+\frac{1}{2}} \} d\Omega \\ + \int_{\Omega} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{u}_h^n \cdot \nabla \mathbf{w}_h \\ \cdot \left\{ \frac{\mathbf{u}_h^{n+1} - \mathbf{u}_h^n}{\Delta t} + \mathbf{u}_h^n \cdot \nabla \mathbf{u}_h^{n+\frac{1}{2}} + \nabla p_h^{n+1} - \mathbf{f}_h \right\} d\Omega \\ = \int_{\Omega} \mathbf{w}_h \cdot \mathbf{f}_h d\Omega + \int_{\Gamma_2} \mathbf{w}_h \cdot \dot{\mathbf{t}}_h d\Gamma \end{aligned} \quad (10)$$

式 (10) の左辺第 3 項が Galerkin 法による離散化の安定化項である。ここでも、実際には粘性項が含まれるが双 1 次要素を用いたとき、2 階微分することにより結果としてゼロとなる。第 1 項の移流項と第 3 項に含まれる時間微分項を陽的部分と陰的部分にまとめると、次のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \mathbf{w}_h \cdot \left\{ \frac{\mathbf{u}_h^{n+1} - \mathbf{u}_h^n}{\Delta t} \right\} d\Omega \\ + \int_{\Omega} \frac{1}{2} \mathbf{u}_h^n \cdot \{ \mathbf{w}_h \cdot \nabla \mathbf{u}_h^n - \nabla \mathbf{w}_h \cdot \mathbf{u}_h^n \} d\Omega \\ + \int_{\Omega} \frac{1}{2} \mathbf{u}_h^n \cdot \{ \mathbf{w}_h \cdot \nabla \mathbf{u}_h^{n+1} + \nabla \mathbf{w}_h \cdot \mathbf{u}_h^{n+1} \} d\Omega \\ + \int_{\Omega} \nabla \mathbf{w}_h \cdot \{ -p_h^{n+1} \mathbf{I} + \nu \nabla \mathbf{u}_h^{n+\frac{1}{2}} \} d\Omega \\ + \int_{\Omega} \frac{\Delta t}{2} \mathbf{u}_h^n \cdot \nabla \mathbf{w}_h \cdot \{ \mathbf{u}_h^n \cdot \nabla \mathbf{u}_h^{n+\frac{1}{2}} + \nabla p_h^{n+1} - \mathbf{f}_h \} d\Omega \\ = \int_{\Omega} \mathbf{w}_h \cdot \mathbf{f}_h d\Omega + \int_{\Gamma_2} \mathbf{w}_h \cdot \dot{\mathbf{t}}_h d\Gamma \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、式 (11) の左辺第 5 項が人工粘性項である。従来型の BTD 法<sup>23)</sup>では移流項のみが考慮されていたが、IBTD 法では、圧力項および外力項まで考慮に入れて人工粘性項を構築する。これにより、時間ならびに空間方向で完全に 2 次精度を確保し、解の数値的な散逸誤差を軽減している。また、有限要素法特有の時間微分項の空間方向の離散化の際に生じる質量行列があるため、位相誤差も少なく見積もることができる。さらに、移流項の陰的部分が対称形であり、代数方程式を導いた際も対称行列となるため、計算効率に非常に優れている。

従って、本解析手法は、大規模な 3 次元の直接シミュレーションに適した手法であるといえる。

## 3. 矩形断面のモデル化

矩形断面のまわりの流れに代表される剥離を伴う流れでは、実際には 3 次元の流れが存在することが指摘されている<sup>12), 18)</sup>。まず、ここでは、2 次元平面で断面辺長比 4 の矩形断面まわりを微細な有限要素で分割を行い、同一の手法でレイノルズ数 300~3,000 の範囲

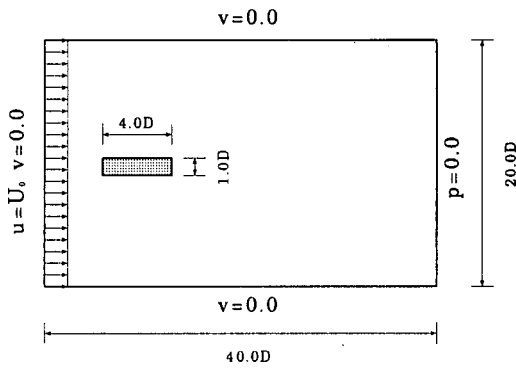


図-1 2次元解析における解析領域と境界条件図

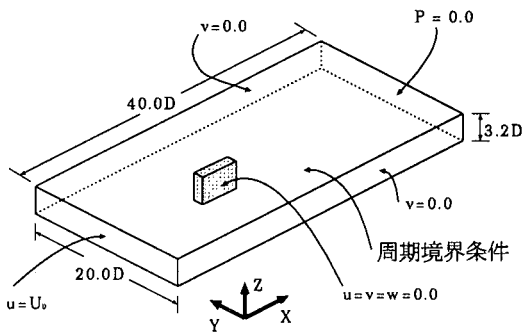


図-2 3次元解析における解析領域と境界条件図

での2次元解析を行う。次に2次元解析領域を橋軸方向(スパン方向)に拡張した3次元解析を2次元と同一のレイノルズ数で行う。これらの解析結果と実験結果との比較を行い、2次元解析の適用限界と3次元解析の有効性について検討を行う。さらに、低いレイノルズ数域での矩形断面のレイノルズ数依存性についても定性的な面からの検討を行う。なお、本論文では乱流モデル等のモデル化手法を導入していないので、3次元解析でレイノルズ数3,000以上の域を計算する場合は、さらなる要素分割が必要であると著者らの解析実績<sup>19)</sup>から判断した。しかし、計算機容量の問題から、現状ではこれ以上の微細な有限要素分割が行えないので、レイノルズ数は3,000までの解析を行うこととした。

### (1) 2次元数値流体解析

2次元平面の解析領域は、図-1に示すようになる。矩形断面の見付幅  $D$  を代表長とすると、平面の解析領域は、流れの方向に  $40D$ 、流れと鉛直方向に  $20D$  である。ここでの閉塞率は5.0%である。矩形断面は、解析領域に左端から  $10D$  の位置に断面の中心がくるように配置した。この解析領域を四角形双1次要素で分割する。

表-1 2次元有限要素分割データ

	Mesh-1 2-D	Mesh-2 2-D
総節点数	14,272	25,896
総要素数	14,000	25,600
最小要素幅	$0.0028D$	$0.0016D$

表-2 3次元有限要素分割データ

	Mesh-1 3-D	Mesh-2 3-D	Mesh-3 3-D
総節点数	470,976	854,568	1,683,240
総要素数	448,000	819,200	1,638,400
層分割数	32	32	64
層分割幅	$0.1D$	$0.1D$	$0.05D$

レイノルズ数が300, 500, 800, 1,000の解析ではMesh-1をレイノルズ数1,500, 2,000, 3,000ではMesh-2を用いた。ここで、2次元解析での総節点数・総要素数ならびに境界層内の最小要素幅を表-1に示す。また、断面近傍では、境界層厚を考慮してMesh-1で $0.0028D$ 、Mesh-2で $0.0016D$ である。

境界条件は、左端を流入境界とし、ここから一様な流れ  $U_0$  を与える。さらに矩形断面まわりではno-slip条件 ( $u = 0.0, v = 0.0$ )、上下の境界面ではslip条件 ( $v = 0.0$ ) としている。圧力のポアソン方程式の境界条件としては、右端下流端で圧力の基準値として  $p = 0.0$  を与えている。

### (2) 3次元数値流体解析

3次元解析の場合は、図-2に示すように2次元解析領域を橋軸方向(スパン方向)へ $3.2D$ 拡張した領域で解析を行う。レイノルズ数2,000までは、橋軸方向の層分割幅を、 $0.1D$ として均等幅で32分割を行っている。レイノルズ数3,000に関しては著者らの解析実績<sup>19)</sup>に基づき、Mesh-2を用いて橋軸方向の層分割幅を半分の $0.05D$ として、等分割で64分割を行っている。これをMesh-3とする。この領域を6面体8節点1次要素で分割する。ここで、3次元解析での総節点数・総要素数、軸方向層分割数ならびに要素幅を表-2に示す。なお、2次元解析領域を3次元解析領域に拡張していることから、 $x-y$ 平面方向での断面近傍での境界層厚は2次元解析と同一となっている。ここでの2次元解析にはパーソナルコンピュータ Polywell Alpha 300MHzを、3次元解析には、中央大学情報教育研究センター所有

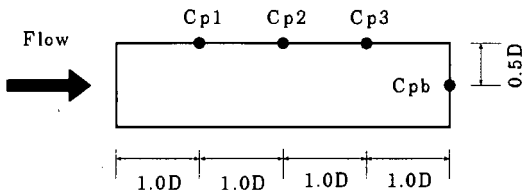


図-3 圧力係数参照点位置

の IBM/RS/6000 SP(分散メモリー型並列計算機)8 台を用いたパラレル計算を行なった。

境界条件は、左端の  $y-z$  平面を流入境界とし、ここから一様な流れ  $U_0$  を与える。さらに矩形断面まわりでは no-slip 条件 ( $u = 0.0, v = 0.0, w = 0.0$ ), 上下の  $x-z$  平面の境界面では slip 条件 ( $v = 0.0$ ) としている。また、橋軸方向の  $x-y$  平面の境界では、周期境界条件を与えている。圧力のポアソン方程式の境界条件としては、右端下流端  $y-z$  平面で圧力の基準値として  $p = 0.0$  を与えている。

#### 4. 結果と考察

##### (1) レイノルズ数の変化に伴う空力特性の変化

###### a) 時間平均値による比較

レイノルズ数の変化に伴い、矩形断面まわりの圧力係数  $C_p$  および背圧係数  $C_{pb}$  が 2 次元・3 次元解析でどの程度の差を生じるかを、岡島ら<sup>4)</sup>の風洞実験結果と比較しながら検討を行う。

図-3に圧力係数 ( $C_{p1}, C_{p2}, C_{p3}$ ) ならびに背圧係数  $C_{pb}$  の参照点の位置を示す。図-4に、時間平均の圧力係数とレイノルズ数の関係を示す。(A) は  $C_{p1}$ , (B) は  $C_{p2}$ , (C) は  $C_{p3}$ , (D) は  $C_{pb}$  を表し、これら 4 点は岡島ら<sup>4)</sup>の風洞実験と同一の位置である。

図-4の結果より、3次元解析結果は、4点の計測位置において、レイノルズ数の変化に伴って若干の差はあるものの風洞実験結果とほぼ同様な傾向を示していることがわかる。特に(C), (D)においてレイノルズ数が1,000付近からの変動を3次元解析により、明白に捕らえることができています。これに対して、2次元解析結果は、(B)に示すように、風洞実験結果や3次元解析結果と比較すると、レイノルズ数800を越えた付近から徐々に負圧が大きくなり、さらにレイノルズ数3,000で急激に負圧が小さくなる傾向を示している。また、(C)では、レイノルズ数1,000から、負圧が大幅に減少している。(D)では、レイノルズ数2,000から、実験結果ならびに3次元解析結果の負圧が小さくなる傾向を示すのに対して、逆に2次元数値解析結果の負圧が大きくなり、まったく逆の傾向を示している。

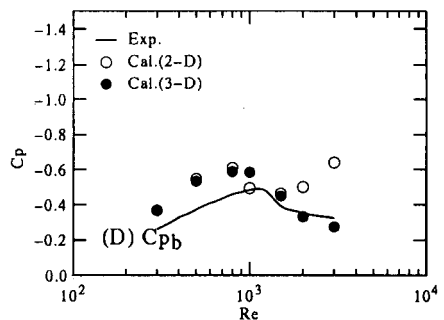
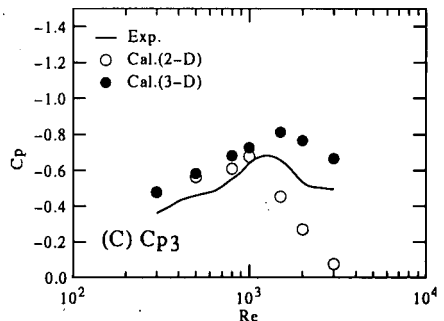
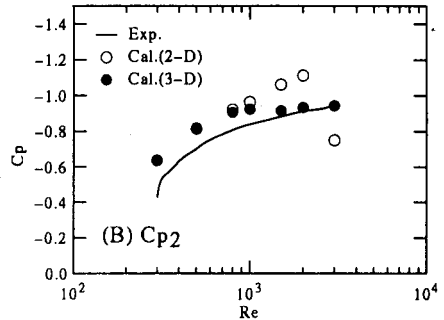
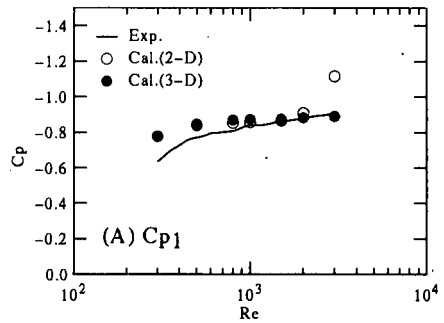


図-4 時間平均の圧力係数とレイノルズ数の関係

これらの結果から、2次元・3次元解析は、レイノルズ数800付近まで時間平均では、同様の表面圧力の分布を示していることがわかる。これは、レイノルズ数800付近までは、顕著な軸方向変動流が発生していないことによると考えられる。これに対して800を越えた付近から軸方向変動流が発生するために、2次元解析では軸方向変動流を表現できないので、断面表面の渦がそのま

ま移流してしまい低圧部の過大評価を生じさせていると考えられる。ここでの現象の違いは、Williamson<sup>24)</sup>が円柱流れの問題で指摘した通り、一定のレイノルズ数を境として軸方向変動流が発生することと同じ現象と考えられる。

### b) 瞬間値による比較

図-5に3次元解析による瞬間の渦度の絶対値を鳥瞰図で示す。ここで、(A)、(B)、(C)は、それぞれレイノルズ数800、1,000、1,500の結果である。これより、図-4(C)、(D)の $C_{p3}$ 、 $C_{pb}$ のレイノルズ数1,000付近を境とする圧力係数の変化を数値流体解析の面から考察を行う。

まず(A)に示すようにレイノルズ数800では、断面上下面では軸方向にほとんど流れが存在していないことがわかる。これに対して、レイノルズ数1,000の(B)では、剥離せん断層が再付着する近傍から軸方向の乱れが生じていることから、軸方向変動流が発生していることがわかる。さらに、レイノルズ数1,500の(C)では、この傾向が顕著に現れている。この軸方向変動流が発生することにより、再付着点付近から後方の主流方向の流れの成分が減速されて、 $C_{p3}$ 、 $C_{pb}$ での負圧が減少したものと考えられる。一方、再付着点より前方の $C_{p1}$ 、 $C_{p2}$ に関しては、両者とも前縁で剥離した流れが、これらの点では再付着を起こしていない。そのため、若干の軸方向の渦度の乱れが生じて、主流方向の流れの成分が大きく変化しないので、圧力係数に大きな変動を生じなかったと考えられる。

ここまでの検討により、剥離せん断層の再付着を伴う矩形断面まわりの流れは、レイノルズ数が800~1,000付近で軸方向変動流が発生し、流れの3次元性が生じることが数値流体解析の面から推定される。このため、乱流モデル等のモデル化手法を用いない2次元解析のベンチマーク問題として剥離・再付着を生ずる矩形断面を用い、風洞実験結果と比較する場合には、レイノルズ数が800以下で行うことが望ましいと考えられる。

### (2) レイノルズ数3,000の流れ

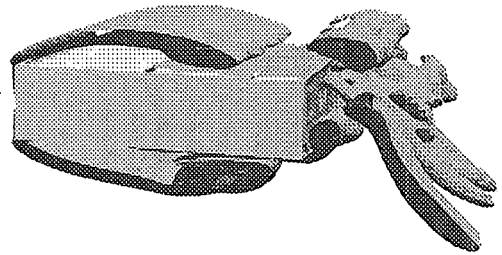
本論文の解析において、最も高いレイノルズ数3,000に関して詳細な検討を行う。

#### a) 時間平均値による比較

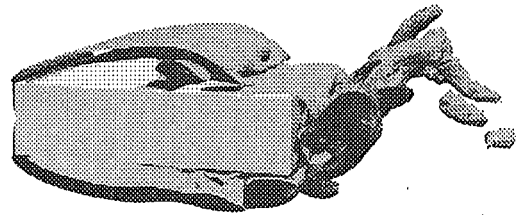
矩形断面まわりの圧力分布と流れの状態に関して、変動揚力一周期分を平均した結果での比較を行う。

##### a)-1 平均圧力係数

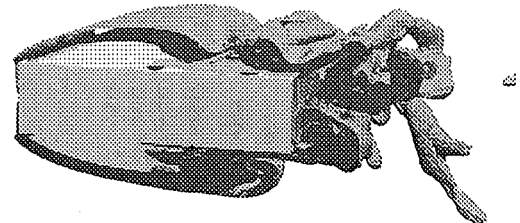
図-6の断面上側半部には、平均圧力係数による風洞実験結果<sup>4)</sup>との比較を示す。矩形断面前面の $C_p$ の分布は、2次元・3次元解析ともにほぼ同様な分布を示している。これに対し、3次元解析による平均圧力係数の分布 $C_p$ は、風洞実験で確認されている風上側縁端で剥離した



(A)  $Re=800$



(B)  $Re=1,000$



(C)  $Re=1,500$

図-5 3次元解析による瞬間の渦度の絶対値 ( $|\omega_z| = 4.0$ )

剥離せん断層が再付着する  $B/D=2.5\sim 3.0$  付近で、負圧の減少が明白に捕えられている。これらの傾向は、岡島ら<sup>4)</sup>の実験とほぼ一致している。一方、2次元解析は、風上側縁端で剥がれた流れが、かなり前方で再付着を起こしているため、かなり前方から負圧の減少傾向を示している。これは、実験結果と明らかに異なった現象である。さらに、死水領域である背面の背圧係数 $C_{pb}$ は、3次元解析がほぼ一定の値を示しているのに対し、2次元解析は、勾配を持つ分布を示している。これは、2次元解析では、背面では死水領域を形成せず、風上側縁端で形成された強い渦が、物体表面上を移動し、背面に強い渦を生じているためと考えられる。なお、矩形断面中心での $C_{pb}$ の値は、風洞実験結果<sup>4)</sup>では0.31、3次元解析では0.32とほぼ一致している。これに対して2次元解析結果は、0.64と2倍程度の大きな

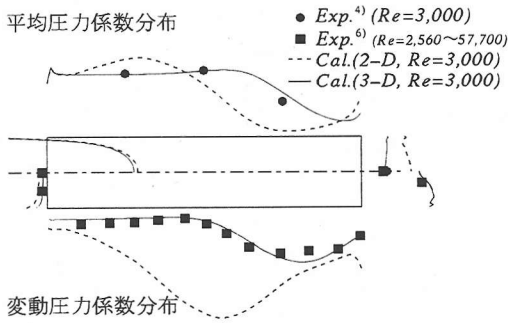
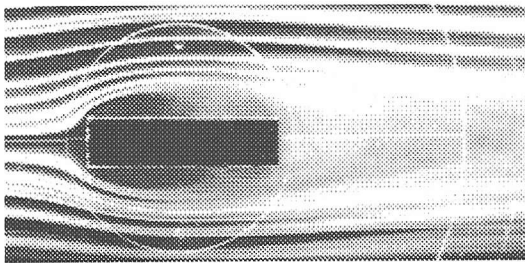
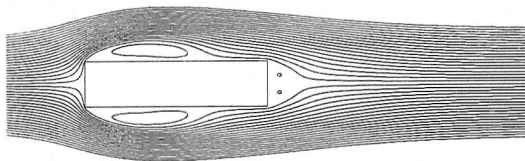


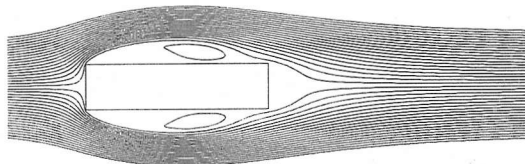
図-6 矩形断面の平均圧力係数分布(上側半分)および変動圧力係数分布(下側半分)



(A) 煙風洞による流れの可視化写真(連続光)



(B) 2次元解析による平均流脈線図

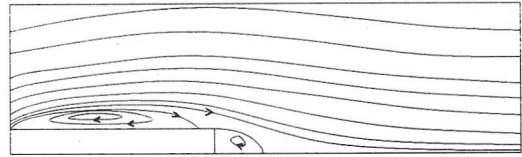


(C) 3次元解析による平均流脈線図

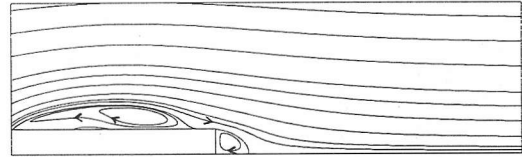
図-7 流れの可視化写真と平均流脈線図 ( $Re=3,000$ )

値を示している。このことが、2次元解析が空気力を過大または過小評価する要因の一つとなっている。

図-6の断面下側半分には、2次元・3次元解析の圧力係数の変動であるRMSと、レイノルズ数2,560~57,700の範囲で行われた風洞実験結果<sup>5)</sup>との比較を示す。両者ともレイノルズ数には違いがあるものの同様



(A) 風洞実験<sup>4)</sup>による平均流脈線図 ( $Re=42,800$ )



(B) 3次元解析 ( $Re=3,000$ )

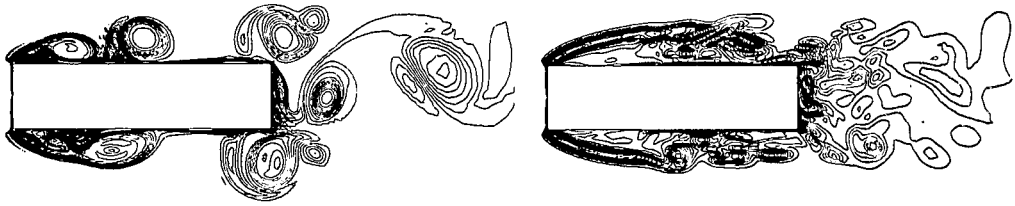
図-8 上端近傍の平均流脈線図

の傾向を示している。この結果でも、前縁で剥離した剥離せん断層が再付着する近傍から、圧力係数の変動が最も大きくなる傾向が得られている。

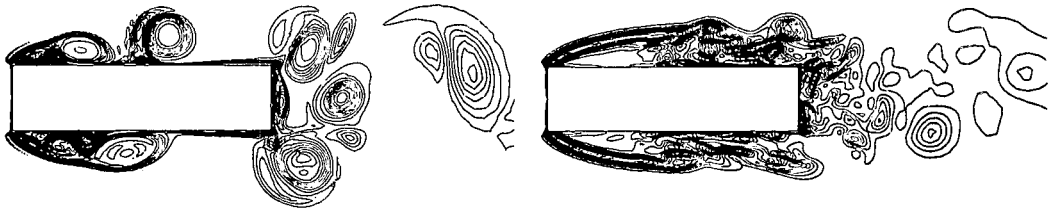
#### a)-2 流れの状態

図-7(A)に煙風洞(三井造船(株)昭島研究所所有)での連続光による可視化写真、(B)に2次元解析、(C)に3次元解析での平均流脈線図を示す。それぞれのレイノルズ数は同一の3,000である。煙風洞での可視化写真と3次元解析は、両者共に近い流れの状態を示している。なお、3次元解析での平均圧力の最小位置は、風上側縁端から風下側へ $2.44D$ 、風軸と直角の方向へ断面上部より $0.34D$ である。これに対して、2次元解析は、風上側縁端から剥離した剥離せん断層がすぐに巻き込みを生じて、上部断面中心付近に再付着している。ここでも2次元解析結果の流れは、実際の現象を表現していないことがわかる。

図-8には、断面上端近傍の時間平均流脈線図のレイノルズ数43,800での風洞実験結果<sup>4)</sup><sup>5)</sup>とレイノルズ数3,000での3次元解析結果との比較を示す。断面の十分上方では一樣な流れを示しているのに対して、風上側縁端から剥離した流れが両者ともほぼ同じ位置で再付着している。また、断面上部中心付近では主流と反対の流れが生じている。さらに、後面でも主流と反対の流れが生じている。ところで、完全剥離型の流れ<sup>10)</sup>と比較すると剥離流が物体表面に再付着しているため、大きな流れが物体背面にまわり込まないので、物体背面には完全剥離型で見られるような大きな循環流は発生していない。なお、風洞実験と数値解析結果ともにレイノルズ数が異なるために、流脈線図の流れ方向の幅は異なっているが、定性的には両者ともほぼ同様の傾向を示している。



(A) 変動揚力係数が負から0となる時



(B) 変動揚力係数が最大の時

図-9 瞬間の渦度分布 (左: 2次元解析, 右: 3次元解析)

b) 瞬間値による比較

図-9に2次元・3次元解析によるレイノルズ数3,000における瞬間の渦度分布図(左: 2次元解析, 右: 3次元解析)を示す。ここで、(A)は変動揚力係数が負側から0への時を、(B)は同最大の時を表す。また、同様に図-10には2次元・3次元解析断面表面の瞬間圧力係数分布を示す。ここでの表示は、図-9と同一である。

b)-1 2次元解析

図-9左(A)の2次元解析では、上流側縁端で剥離した剥離せん断層が、上流端から1D付近で再付着を起こしている。図-9の左(A)から(B)に移るにつれて、断面上面に大きな渦の動きを見ることができる。また、断面後方でも大きな渦を生じている。この渦は一見するとカルマン渦のように見えるが、渦が強いこと、さらに上下方向のかなり離れた点まで大きな影響を及ぼしている。この渦の影響により、図-10左の断面後面の圧力勾配が、大きな勾配を有することになると考えられる。なお、ストローハル数は0.18であり、実験値<sup>4)</sup>の0.15よりも高い値を示している。

また、図-10左の(A)からもわかるように、剥離せん断層がすぐに再付着していることから、この付着点近傍で大きな圧力の勾配の変化を生じている。また、強い渦が表面上を移動することから、それに沿っても大きな圧力の勾配の変化を生じている。ここでの表面圧力のいくつかの大きな勾配の変化は、実際の現象ではあり得ないものである。

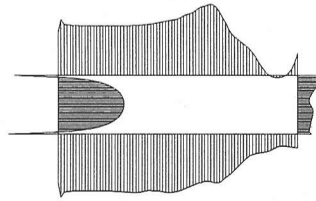
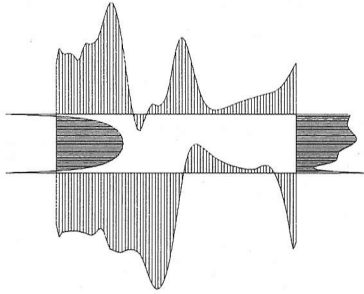
このような現象が、2次元解析の空気力の過大または過小評価ならびに変動揚力の高周波成分を引き起こす二つ目の要因と考えられる。これは、2次元解析が軸方向変動流れを表現できないので、エネルギー散逸を正しく評価できないことによる。そのため、渦が断面表面上をそのまま移動して圧力の強い変動を生じていると考えられる。

b)-2 3次元解析

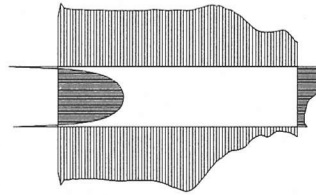
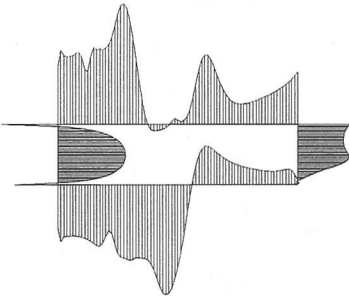
図-9右の(A)、(B)の状態ともに、矩形断面前縁で剥離した剥離せん断層が、2.5D~3.0D付近に再付着を生じ、再付着点はこの間で移動している。再付着点では、図-9右に示す通り、2次元解析ほどではないものの圧力勾配の変動を生じている。なお、圧力勾配の変動は、2次元解析とは異なり、再付着点近傍のみで生じている。また渦は、再付着点付近から断面表面上で小さな渦を生じているのみであり、なめらかに流れている。さらに、断面下流側で強い渦が発生していないことから、図-10右の断面後面での圧力の勾配は図-10左と比較して変化量は少ない。なお、ここでのストローハル数は0.15であり、実験結果<sup>4)</sup>と等しい値となっている。

一方、図-10右より、断面表面上では再付着点までは圧力係数がほぼ一定となっている。再付着後は、勾配に変動を生じている。この変動が変動揚力を生じさせていると考えられる。図-10左と比較すると、勾配の変動成分は明らかに小さいことから、変動揚力に高周波成分を持たないことがわかる。





(A) 変動揚力係数が負から0となる時

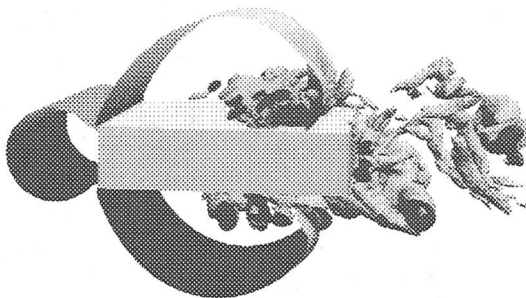


(B) 変動揚力係数が最大の時

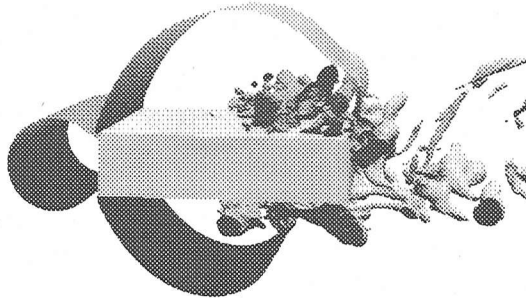
図-10 瞬間の圧力係数分布 (左: 2次元解析, 右: 3次元解析)

### c) 流れの3次元性

図-11 にレイノルズ数 3,000 での 3 次元解析の瞬間の圧力鳥瞰図を示す。(A) は、変動揚力係数  $C_l$  が負から 0、変動モーメント係数  $C_m$  が正から 0 の点、(B) は  $C_l$  が最大値、 $C_m$  が最小値を示す点である。等圧面内、矩形断面前面にあるのが圧力係数が +0.4、風上側縁端から断面上面および下面を結んだものが -0.4、断面の上下面にあるのが -1.2 である。変動空気力の発生機構は、(A) の  $C_l$ 、 $C_m$  が 0 の状態から、-0.4 の等圧線が断面上面の風下側に進み、-1.2 の低圧部の支配面積が広がる。逆に、下面側では -0.4 の等圧線が風上側に後退し、-1.2 の低圧部の支配面積が狭まっている。この状態が (B) である。これにより、 $C_l$  が最大値、 $C_m$  が最小値を発生する。これは、剥離せん断層の剥離・再付着により、断面表面の静圧を乱しているためと考えられる。なお、両者の図から、渦の 3 次元性も見る事ができる。



(A) 変動揚力係数が負から 0 となる時



(B) 変動揚力係数が最大の時

図-11 瞬間の圧力鳥瞰図  
( $Re = 3,000$ ,  $C_p = -1.2, -0.4, 0.4$ )

### 5. おわりに

本論文では、断面辺長比 4 の矩形断面の空力特性と流れの状態をつかむために 2 次元解析と 3 次元解析を行い、これらの結果と既存の風洞実験結果および煙風洞での流れの可視化との比較を行った。この結果、偏

平箱桁橋に代表される、剥離せん断層が断面前縁で剥離し、断面表面に再付着する矩形断面の正確な空力特性と流れの状態とを数値流体解析で表現する場合には、ある一定のレイノルズ数範囲では3次元解析が必要なことがわかった。主要な結果を以下に示す。

まず、レイノルズ数をパラメータにした検討により、次のことがわかった。

1. レイノルズ数800を越えた付近から3次元流である軸方向変動流が発生する。2次元解析の適用範囲は、レイノルズ数800以下と考えられる。
2. 風洞実験結果で示されている、矩形断面まわりの平均圧力係数のレイノルズ数依存性が、3次元解析により定性的な面から捕らえることができた。

次に、レイノルズ数3,000の流れに関して検討を行い、次のことがわかった。

3. 3次元解析は、風洞実験結果で示されている空気力特性および流れの状態を定性的に捕らえている。また、前縁で剥離した剥離せん断層が、 $2.5D \sim 3.0D$ の間で再付着をしている。2次元解析では、この現象を捕らえることは不可能である。
4. 平均圧力係数は、矩形断面前面以外は2次元と3次元解析とでは全く異なった分布を示す。特に、2次元解析は変動量が大きい。これが、2次元解析が空気力を過大または過小評価する要因の一つである。
5. 2次元解析では、前縁で剥離した剥離せん断層が、3次元解析や風洞実験で示されている再付着点よりもかなり前方で付着している。さらに形成される渦が強いことから、表面の圧力変動も大きい。これが、変動揚力に高周波成分を生じさせる原因の一つと考えられる。2次元解析では軸方向変動流を表現できないのは、エネルギー散逸を正しく評価できないことによる。
6. 前縁で剥離した剥離せん断層が再付着するまでは、矩形断面上下面の静圧分布が乱れることが少ない。再付着を生じた後、静圧に乱れが生じている。これが、変動揚力を発生させている一つの要因である。
7. 3次元解析のストローハル数および背圧係数は、実験で述べられている値とほぼ一致していることがつかめた。

今後は、迎角を付けた場合、断面辺長比をさらに大きくした場合ならびに実際の補剛桁断面に関する解析を行う予定である。さらに、これらの結果を踏まえた上で、動的な問題へも適用する予定である。

謝辞：本研究を行うに際し、三井造船(株)鉄構建設事業部技術部部长 井上浩男氏、同課長補佐 内藤誠氏の協力を得た。各位に感謝の意を表す。なお、本研

究の一部は、文部省科学技術研究費・基盤研究(C)の給付を受けたことを付記する。

## 参考文献

- 1) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: 矩形断面の柱の抗力に関する一実験, 航空学会誌, 第16巻, 第168号, pp.1-5, 1968.
- 2) Bearman, P. W. and Trueman, D. M.: An Investigation of the flow around rectangular cylinders, *The Aeronautical Quarterly*, Vol.23, pp.229-237, 1972.
- 3) 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, pp.1-19, 1983.
- 4) 岡島厚, 杉谷賢一郎: 長方形断面柱のストローハル数と背圧係数(レイノルズ数の影響), 日本機械学会論文集(B編), Vol.50, No.247, pp.2004-2012, 1984.
- 5) 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, pp.39-47, 1981.
- 6) 五十嵐保: 長方形断面柱周りの流れの特性, 日本機械学会論文集(B編), Vol.50, No.460, pp.3185-3192, 1984.
- 7) 大屋裕二: 2次元矩形柱の臨界断面についての一考察, ながれ10, pp.210-215, 1991.
- 8) 土木学会構造工学委員会: 風工学における数値計算の応用と評価研究小委員会報告書, 1994.
- 9) 日本機械学会: ワークショップ計算比較「矩形柱周りの乱流」成果報告書, 1993.
- 10) 平野廣和, 渡邊茂, 丸岡晃: 断面辺長比2の矩形断面の空力特性に関する3次元数値流体解析, 構造工学論文集, Vol.44A, pp.1009-1016, 1998.
- 11) 持田灯, 村上周三, 坂本成弘: LESによる2次元角柱に作用する変動風圧力と流れの3次元構造の解析-2次元計算と3次元計算の比較-, 日本建築学会構造系論文報告集, 第453号, pp.47-55, 1993.
- 12) 岡島厚, 小垣哲也, 溝田武人: LES,  $K-\epsilon$ , DS数値解析法による角柱の抗力係数とストローハル数, 第50回土木学会年次学術講演会概要集共通セッション, pp.98-99, 1995.
- 13) 加藤真志: 流れ直角方向に振動する角柱の2次元流れ解析による空力特性評価, 日本風工学会誌第70号, pp.15-26, 1997.
- 14) 嶋田健司, 孟岩:  $K-\epsilon$ モデルによる矩形断面柱の空力特性評価, 第11回数値力学シンポジウム, pp.217-218, 1997.
- 15) Tamura, T., Itoh, Y. and Wada, A.: Three-dimensional simulation of an oscillating rectangular cylinder, *Proc.6th International Conference on Flow-induced Vibration*, 1995.
- 16) 田村哲郎, 伊藤嘉晃: 3次元流体解析による角柱に発生する種々の空力弾性挙動の再現と精度検討, 日本建築学会構造系論文集, No.497, pp.25-32, 1997.
- 17) 野澤剛二郎, 田村哲郎: 剥離乱流へのLESの適用性-角柱まわりの流れ-, 第14回風工学シンポジウム論文集, pp.239-244, 1996.
- 18) Tamura, T., Ohta, I. and Kuwahara, K.: On the Reliability of two-dimensional simulation for unsteady flows around a cylinder-type structure, *J. of Wind Engrg. and Indust. Aerodyn.*, Vol. 35, pp.275-298, 1990.
- 19) 丸岡晃, 太田真二, 平野廣和, 川原睦人: 広範囲な Reynolds 数域での円柱まわりの2次元3次元数値流体解析, 土木学会論文集, Vol.591/I-43, pp.139-150, 1998.
- 20) Hayashi, M., Hatanaka, K. and Kawahara, M.: Lagrangian finite element method for free surface Navier-Stokes flow using fractional step methods, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol.13, pp.805-840, 1991.
- 21) 丸岡晃, 太田真二, 平野廣和, 川原睦人: 同次補間を用い

た陰的有限要素法による非圧縮粘性流れの解析, 構造工学論文集, Vol.43A, pp.383-394, 1997.

- 22) Tezduyar, T.E., Mittal, S., Ray, S.E. and Shih, R.: Incompressible flow computations with stabilized bilinear and linear equal-order-interpolation velocity-pressure elements, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 95, pp.221-242, 1992.
- 23) Gresho, P.M., Chan, S.T., Lee, R.L. and Upson,

C.D.:A modified finite element method for the solving the time-dependent incompressible Navier-Stokes equations, Part 1 & 2, *Int. J. Num. Meth. Fluids*, Vol. 4, pp.557-598 & pp.619-640, 1984.

- 24) Williamson, C.H.K.:Vortex dynamics in the cylinder wake, *Annu.Rev.Fluid.Mech.*, Vol.28, pp.477-539, 1996.

(1997. 11. 15 受付)

## TWO AND THREE DIMENSIONAL NUMERICAL FLUID FLOW ANALYSIS FOR AERODYNAMIC CHARACTERISTICS OF RECTANGULAR CYLINDERS WITH SIDE RATIO 4

Hirokazu HIRANO, Shigeru WATANABE, Akira MARUOKA and Kenichi SANO

Three-dimensional and two-dimensional simulations of the unsteady flows around a rectangular cylinder are carried out by means of IBTD+FS Finite Element technique without any turbulence model. In case of the three-dimensional simulations, it is confirmed that the aerodynamic characteristics of a rectangular cylinder with a side ratios of breadth/depth( $B/D$ ) of 4.0 is good agreement with the experimental result. We have succeeded in simulating the detailed behaviors of the shear layer and the vortex motions around a rectangular cylinder. The relation between the structures and the aerodynamics of the rectangular cylinders is also investigated.