

二次元矩形柱の臨界断面に関する数値解析的研究

A Numerical Study of the Flow around a Rectangular Cylinder with Critical Depth

林 健一*・大屋裕二**

Ken-ichi HAYASHI and Yuji OHYA

*正会員 工修 三井造船株式会社 鉄構建設事業本部 技術部 (〒196-0012 東京都昭島市つつじが丘 1-1-50)

**正会員 工博 九州大学応用力学研究所 教授 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園 6-1)

Three dimensional simulations of the flow around a rectangular cylinder with depth-to-height ratio, $d/h = 0.6$, are carried out by means of a finite difference method for a Reynolds number of 1000. First, the influence of the numerical viscosity caused by a third-order upwind scheme for the convection terms, on the results is investigated. Second, the effect of the spanwise aspect ratio under periodic boundary conditions on the flow around a rectangular cylinder is also examined. As the coefficient of the numerical viscosity term is changed from 0.2 to 3, a cylinder with $d/h = 0.6$ clearly shows characteristic fluctuations in base pressure, indicating high and low values alternatively at an irregular interval. As the span length is extended from $2h$ to $8h$, a three dimensional flow structure becomes dominant.

Key Words : three dimensional simulation, rectangular cylinder, critical depth, base pressure, numerical viscosity, aspect ratio

1. はじめに

一様な流れの中に置かれた二次元矩形柱は、断面辺長比 d/h (ここで、主流方向の長さを d 、高さを h とする) によって様々な周囲流れや空力特性を示し、流体力学的にたいへん興味深い。例えば、断面辺長比 $d/h < 1$ の薄い矩形柱の場合は臨界断面と呼ばれる現象が現れることが知られている。この臨界断面については、中口ら¹⁾が様々な辺長比 d/h をもつ矩形柱に作用する抗力係数 C_D と背圧係数 C_{pb} を調べ、レイノルズ数 $Re = 2 \sim 6 \times 10^4$ では $d/h = 0.7$ 付近で時間平均背圧係数 $\overline{C_{pb}}$ が非常に低下し、時間平均抗力係数 $\overline{C_D}$ が最大となることを報告したのが始まりである。その後、様々な追試と研究がおこなわれてきたが (例えば²⁾ など、大屋³⁾ は $d/h = 0.4, 0.5, 0.6$ の二次元矩形柱において背圧係数 C_{pb} の時間変化の測定から、 $d/h = 0.5$ で不規則な時間間隔で交互に高圧と低圧となる二つの C_{pb} があることを明らかにした。さらに矩形柱まわりの流れをスモーク・ワイヤーによって可視化し、高圧と低圧の二つの C_{pb} に対応して、弱い渦形成と非常に強い渦形成を示す 2 種類のフローパターンが存在し、これらが不規則に入れ替わって現れることを明らかにした。さらに、岡島ら⁴⁾ は $d/h = 0.4 \sim 1.0$ の矩形柱における背圧係数とストローハル数におよぼすレイノルズ数の影響を、 $Re = 5 \times 10^2 \sim 3 \times 10^4$ の範囲で調べ、臨界断面である $d/h = 0.6 \sim 0.7$ の矩形柱まわりの流れでは $Re = 2 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$ で C_{pb} が高圧と低圧となる二つのモードを間を、経時的に不規則に変化すること、レイノルズ数の増加にとともに、背圧係数が低圧となるモードが卓越することを明らかにした。近年、コンピュータの性能の向上にとともに、物体周囲流れの機構解明の目的に三次元数値計算が用いられている。二次元矩形柱の臨界断面に関する三次元数値計算として、野津ら⁵⁾ は $d/h = 0.18, 0.32,$

$0.43, 0.5, 0.57$ の矩形柱について ($d/h \geq 1$ を含めると $d/h = 3$ まで)、上流補間法^{6),7)}を用いた $Re = 1000$ の DNS 計算をおこない、 $d/h = 0.43$ が臨界断面であるとしている。また、岡島ら⁸⁾ は $d/h = 0.4, 0.6$ の矩形柱について、 $Re = 2.2 \times 10^4$ の LES 計算をおこない、風洞実験との対比で良好な結果を得ており、さらに抗力の変動波形よりウェーブレット解析によって非定常性の解明を試みている。これらの計算例では、大屋³⁾の実験と同じように、数値計算によっても臨界断面付近で高圧と低圧の二つのモードが現れること、および、この二つのモードに対応して弱い渦形成と非常に強い渦形成を示す 2 種類のフローパターンが存在することが示されている。しかし、このような高圧と低圧の二つのモードの存在とその不規則な入れ替わりがなぜ起きるのかは、依然として不明なままである。以上のような背景から、本研究は、一連の数値解析的研究によって

1. 風洞実験と同じように、背圧が低下する低圧モードと背圧が回復する高圧の二つのモードが現れることを確認すること、
2. それぞれのモードにおけるスパン方向の流れの構造を明らかにすること
3. 二つのモードが入れ替わる機構を明らかにすることを目的とする。

本論文は、その第 1 ステップとして、とくに上記の目的 1. および 2. について検討するにあたり、スパン方向長さの違いによる影響を調べることにした。既往の数値解析例では、スパン方向長さを最大でも $4h$ として周期境界条件が用いられている。スパン方向の流れの構造を検討する場合、物体周囲流れで矩形柱とならび代表的なブラフボディである円柱を対象とした三次元計算では、直径 d に対してスパン方向長さを $4d$ よりも大きくすることによって、円柱後流に発生する三

次元不安定性による渦構造が再現されている^{9),10),11)}。さらに、臨界面付近の矩形柱の流れは、レイノルズ数、アスペクト比、気流の乱れ強さなどの様々な影響を受けやすい敏感な流れであることから、円柱と同様、スパン方向長さを大きくする必要があるのではないかと考えられる。本論文では、 $d/h = 0.6$ の二次元矩形柱を対象を絞って三次元計算をおこなった。まず、計算の数値安定性を確保する上で必要となる数値粘性の影響を調べた。つぎに、スパン方向長さの影響を調べた。ただし、レイノルズ数は $Re = 1000$ で臨界面の問題としてはそれほど高くはない。計算結果は、岡島ら⁴⁾の $Re \approx 10^3$ における実験結果と比較、検討をおこなった。

2. 基礎方程式と計算手法

2.1 基礎方程式

基礎方程式は、すべての変数を矩形柱の高さ h 、流入速度 U および流体の密度 ρ で無次元化した三次元非圧縮性粘性流体の Navier-Stokes 方程式と連続の式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

ここで、 Re はレイノルズ数である。

2.2 計算手法

計算格子にはデカルト座標系のスタガード格子を、計算アルゴリズムには Fractional step 法を採用した。対流項の離散化は 3 次精度風上差分を、その他の空間微分項は 2 次精度の中心差分とした。時間積分は Euler の 1 次陽解法を用いた。以下に計算の手順を示す。

1. 式 (3) より速度の中間値 $\hat{u}_i$ を求める。

$$\frac{\hat{u}_i - u_i^n}{\Delta t} = - \left[u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right]^n + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i^n}{\partial x_j^2} \quad (3)$$

ここで、 Δt は時間刻み、 $n(= t/\Delta t)$ は時間ステップ数である。

2. 式 (4) より圧力 $p^{(n+1)}$ を求める。

$$\nabla^2 p^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_i} \quad (4)$$

3. 式 (5) より速度 u_i^{n+1} を求め 1. に戻る。

$$\frac{u_i^{n+1} - \hat{u}_i}{\Delta t} = - \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \quad (5)$$

ここで、式 (4) の圧力に関する Poisson 方程式の解法には SOR 法を用いた。

2.3 対流項の差分形式と数値粘性

対流項の離散化は 3 次精度風上差分法を用いた。具体的には、4 次精度の中心差分項に 4 階微分の数値粘

性を付加した⁷⁾。簡単のため二次元の場合の x 方向成分の一部を記すと以下ようになる。

$$\left[u \frac{\partial u}{\partial x} \right]_{i+\frac{1}{2},j} = \left[\frac{1}{J} \overline{JU^\xi \delta_\xi u} \right]_{i+\frac{1}{2},j} + \alpha |u_{i+\frac{1}{2},j}| \times \frac{u_{i-\frac{3}{2},j} - 4u_{i-\frac{1}{2},j} + 6u_{i+\frac{1}{2},j} - 4u_{i+\frac{3}{2},j} + u_{i+\frac{5}{2},j}}{12\Delta x_{i+\frac{1}{2}}} \quad (6)$$

ここで、 δ は下付き添字方向の中心差分を、 $\overline{\quad}$ は上付き添字方向の格子点列からの補間を表しており、4 点差分・4 点補間による 4 次精度中心差分とした^{6),12)}。

さらに、式 (6) の右辺第 2 項、4 階微分の数値粘性項にある係数 α の値を変えることで数値粘性の大きさを変えることができる。例えば、 $\alpha = 3$ のときは Kawamura-Kuwahara (K-K) スキームタイプ、 $\alpha = 1$ のときは UTOPIA スキームタイプの数値粘性となる。

2.4 境界条件

速度 u , v , w の境界条件は以下のようにした。

- 流入面では一様流入条件として $u = U = 1$, $v = 0$, $w = 0$ 。

- 上面と下面では Free-slip 条件として、

$$\frac{\partial u_i}{\partial y} = 0. \quad (7)$$

- 側面では周期境界条件を、
- 流出面では対流型の境界条件として、

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_c \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0. \quad (8)$$

ここで、 U_c は対流速度で、流入速度 U と同じく $U_c = 1$ とした。

- 矩形柱の部分では、壁面だけでなく物体に含まれる全ての格子点において No-slip 条件として $u_i = 0$ とした。

圧力 p の境界条件は、側面では周期境界条件とし、その他の境界では Neumann 条件として、

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0. \quad (9)$$

ここで、 n は境界の法線方向である。

2.5 計算領域

計算領域の大きさは、主流 (x) 方向に $20h$ 、高さ (y) 方向に $18h$ 、スパン (z) 方向に $2h$, $4h$, $8h$ の 3 種類とした。計算領域における矩形柱の閉塞率は 5.6 % となる。 $x-y$ 方向には不等間隔格子として、格子点数は 201 点 $\times$ 181 点とした。このとき、限られた格子点数で矩形柱の下流まで流れの構造を捉えるため、格子間隔が拡大する比率をゆるやかになるようにした。このため、矩形柱の壁面近傍における最小格子間隔は x , y 方向ともに $0.02h$ である。 $x-y$ 方向の計算格子を図-1 に示す。側面における境界条件として周期境界条件を課すにあたり z 方向の長さを 3 種類とした。このとき、 z 方向の格子間隔は $0.1h$ で一定な等間隔格子とし、格子点数は、三つのスパン方向長さに応じて、それぞれ 21 点、41 点、81 点である。

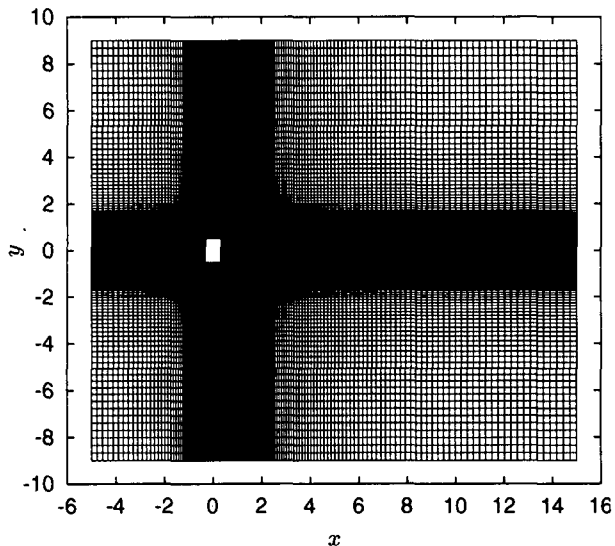


図-1 $x-y$ 方向の計算格子

2.6 計算条件

矩形柱の高さ h と流入速度 U に基づくレイノルズ数 $Re = 1000$, 時間刻み $\Delta t = 5 \times 10^{-4}$ とした。

計算は以下のようにおこなった。

1. まず, $x-y$ 二次元の計算を時間 $t = 100$ までおこなった. このとき初期値は $u = U = 1, v = 0, p = 0$ とした.
2. 二次元計算によって得られた $t = 100$ における値をスパン方向へ一様に拡大し, u, v, p の初期値として三次元計算をおこなった. ただし, $w = 0$ である.

計算には九州大学応用力学研究所の高速演算サーバ FUJITSU VX と九州大学情報基盤センターのスーパーコンピュータ FUJITSU VPP700/56 を使用した. どちらも, 各 PE には 2 GB の主記憶と最大処理性能 2.2 GFLOPS のベクトルユニットを搭載しており, 三次元計算では, そのスパン方向長さに応じて 4 PE から 16 PE を使った並列計算をおこなった.

3. 計算結果と考察

3.1 空力係数の定義

抗力係数 C_D , 揚力係数 C_L , 背圧係数 C_{pb} の定義は以下のとおりである.

$$C_D = \frac{\sum_j (p_{\text{前}} - p_{\text{後}})_j \Delta h \Delta \ell}{\frac{1}{2} \rho U^2 h \ell} \quad (10)$$

$$C_L = \frac{\sum_i (p_{\text{上}} - p_{\text{下}})_i \Delta d \Delta \ell}{\frac{1}{2} \rho U^2 h \ell} \quad (11)$$

$$C_{pb} = \frac{p_b - p_{\infty}}{\frac{1}{2} \rho U^2} \quad (12)$$

ここで, 背圧 p_b はスパン中央における値を, 基準圧力 p_{∞} は流入面における値を用いた.

3.2 数値粘性による影響

数値粘性の大きさの違いによる影響を調べるため, スパン方向長さを $\ell = 2h$ に固定して, 数値粘性係数 α を 3, 1, 0.2 と変えて計算をおこなった. 計算によって得られた矩形柱に作用する空力係数の時間変化を図-2 から図-4 に示す. なお, 背圧係数 C_{pb} はスパン中央 $z = h$ における値である.

図-2 から図-4 のいずれの場合でも, 抗力と揚力変動が大きくなり, 背圧が低下する周囲流れが持続する時間 (低圧モード) と, 抗力と揚力変動が小さくなり, 背圧が回復する周囲流れが持続する時間 (高圧モード) の二つが交互に現れている. 図-3 に示した数値粘性係数 $\alpha = 1$ の場合の時間変化から, 背圧が低下する低圧モードと背圧が回復する高圧モードに相当する時間 581.76 と 629.16 における矩形柱周囲流れを流線によって可視化した. この結果と, 大屋による $d/h = 0.5$ の矩形柱周囲流れの可視化実験の写真³⁾ の比較を図-5 から図-8 に示す. 図-5 より, 背圧が低下するときには矩形柱の下側から剥離した流れが矩形柱の背後に強く巻き込まれ, 強い渦が形成されている. これに対して, 図-7 より, 背圧が回復するときには矩形柱の下側から剥離したせん断層の巻き込みが図-5 に比べると弱く, 弱い渦が形成されているのがわかる. レイノルズ数が異なるにもかかわらず, 図-5 と図-7 の計算によるフローパターンは, 図-6 と図-8 の実験によるフローパターンと良く一致している.

しかし, 図-2 から図-4 を比べてみると, 背圧が回復する高圧モードの発生頻度には明らかに違いがみられる. このような背圧係数 C_{pb} の時間的に不規則な変動状況を定量的に評価するために, 係数 C'_{pb} を以下のように定義した⁴⁾.

$$C'_{pb} = \frac{C_{pb} - C_{pb \min}}{C_{pb \max} - C_{pb \min}} \quad (13)$$

ここで, $C_{pb \max}$ は C_{pb} の絶対値の最大値を, $C_{pb \min}$ は C_{pb} の絶対値の最小値である. この $C_{pb \max}$ と $C_{pb \min}$ の間を 25 等分し, 背圧係数 C_{pb} の頻度分布を C'_{pb} に対してプロットしたものを図-9 から図-11 に示した. さらに, 図-9 から図-11 の頻度分布のピークにおける値を背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ と定義する (なお, 頻度分布図中の破線は, 時間平均背圧係数 $-\bar{C}_{pb}$ の位置を示す). 図-2 から図-4 に示した空力係数の時間 $t = 200$ 以降の時間平均値と, 背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ を表-1 に示す.

表-1 数値粘性による時間平均空力係数への影響

α	$\bar{C}_D$	$\bar{C}_L$	$C_{L \text{rms}}$	$-\bar{C}_{pb}$	$(-C_{pb})_p$	
					1 次	2 次
3	3.07	0	1.37	2.72	2.91	1.97
1	3.03	0	1.43	2.65	2.83	1.73
0.2	3.07	0	1.58	2.72	2.68	

表-1 より, 時間平均抗力 $\bar{C}_D$ と時間平均背圧 $-\bar{C}_{pb}$ の値はほとんど変化していないのに対し, 数値粘性係

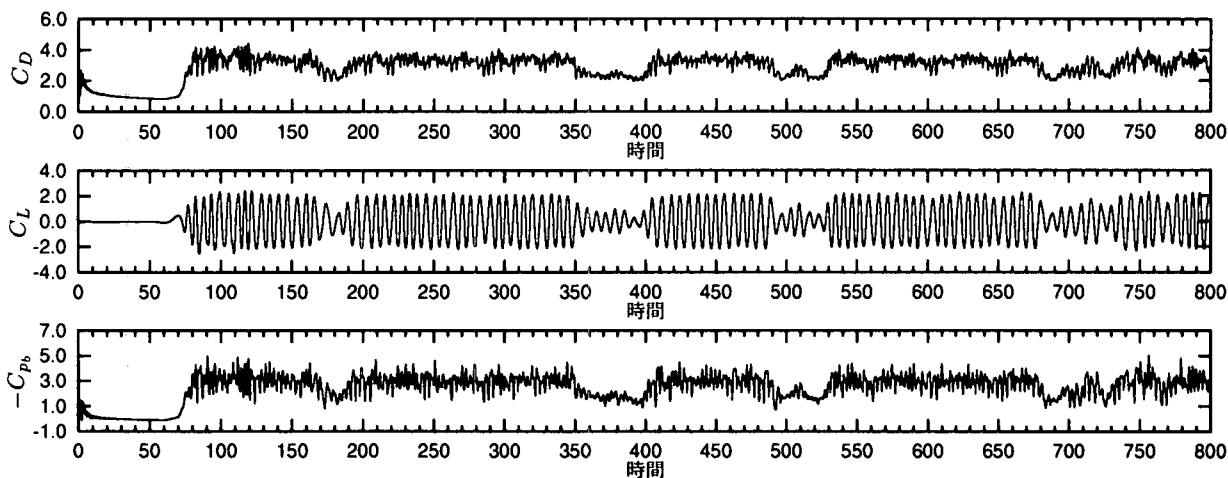


図-2 $\alpha = 3$, $\ell = 2h$ のときの C_D , C_L , C_{p_b} の時間変化

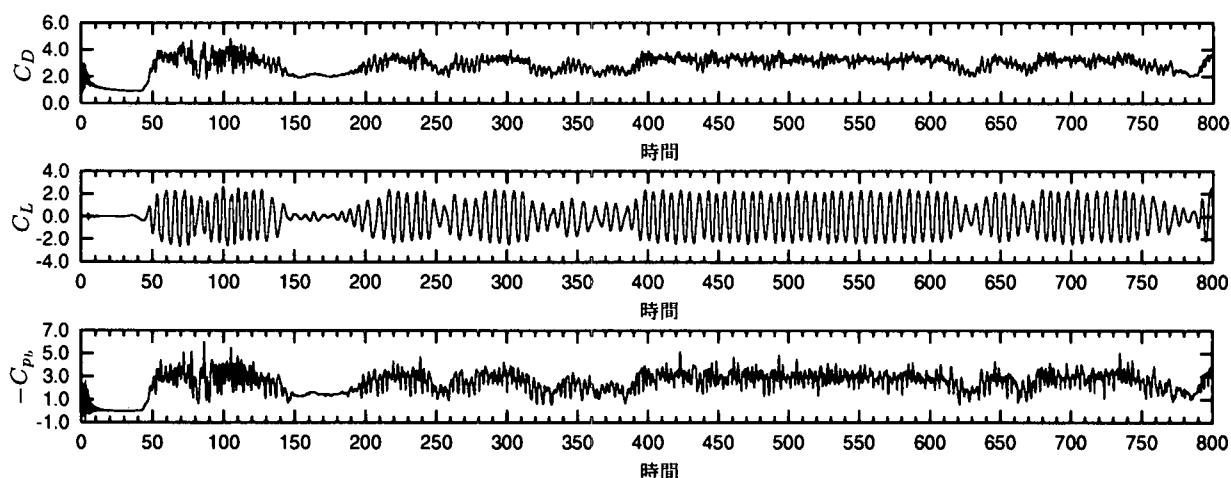


図-3 $\alpha = 1$, $\ell = 2h$ のときの C_D , C_L , C_{p_b} の時間変化

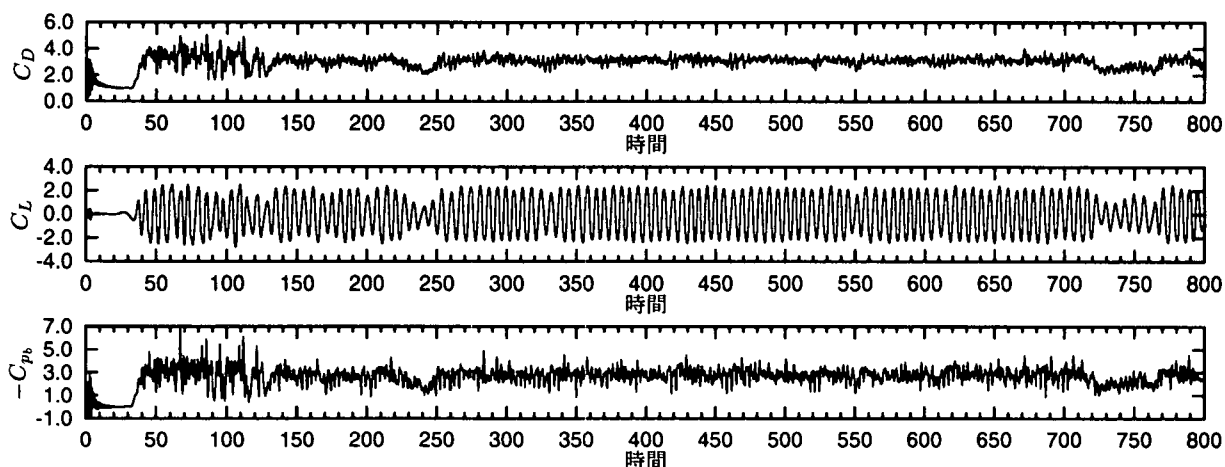


図-4 $\alpha = 0.2$, $\ell = 2h$ のときの C_D , C_L , C_{p_b} の時間変化

数 α が小さくなるにともない、揚力変動は大きくなり、背圧係数ピーク $(-C_{p_b})_p$ は小さくなっている。この背圧係数ピーク $(-C_{p_b})_p$ の変化を背圧係数 $-C_{p_b}$ の頻度分布でみると、図-9 より $\alpha = 3$ では背圧係数のピークが二つある。 $C'_{p_b} \simeq 0.6$ にある 1 番目のピーク

が $(-C_{p_b})_p = 2.91$ に、 $C'_{p_b} \simeq 0.2$ にある 2 番目のピークが $(-C_{p_b})_p = 1.97$ に対応している。低圧と高圧の二つモードの差は明確である。図-10 より $\alpha = 1$ でも背圧係数のピークが二つある。しかし、 $C'_{p_b} \simeq 0.2$ にある 2 番目のピークは小さくなり、 $C'_{p_b} \simeq 0.6$ にある 1 番目

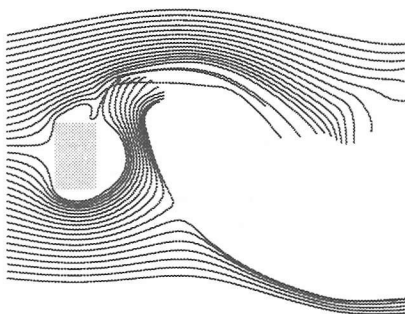


図-5 背圧低下時のフローパターン（流線）: $d/h = 0.6$, $\alpha = 1$, $\ell = 2h$, $t = 581.76$, $Re = 1000$



図-6 背圧低下時のフローパターン（瞬間写真）³⁾: $d/h = 0.5$, $h = 10$ cm, $U = 1$ m/s, $Re = 6.7 \times 10^3$

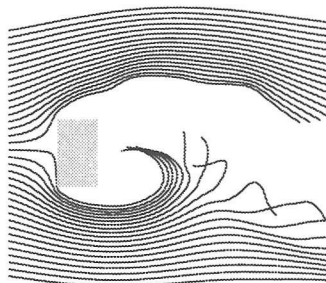


図-7 背圧回復時のフローパターン（流線）: $d/h = 0.6$, $\alpha = 1$, $\ell = 2h$, $t = 629.16$, $Re = 1000$

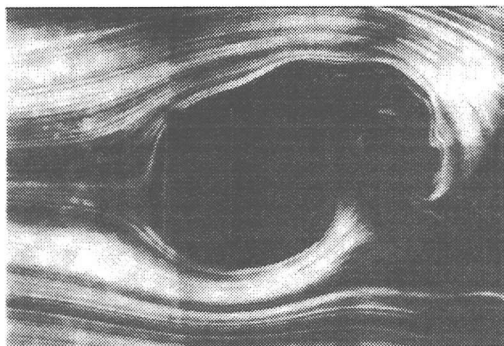


図-8 背圧回復時のフローパターン（瞬間写真）³⁾: $d/h = 0.5$, $h = 10$ cm, $U = 1$ m/s, $Re = 6.7 \times 10^3$

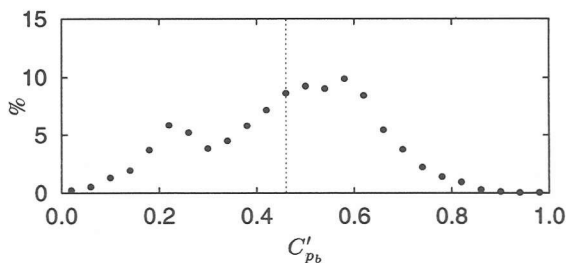


図-9 $\alpha = 3$, $\ell = 2h$ のときの $-C'_{pb}$ の頻度分布

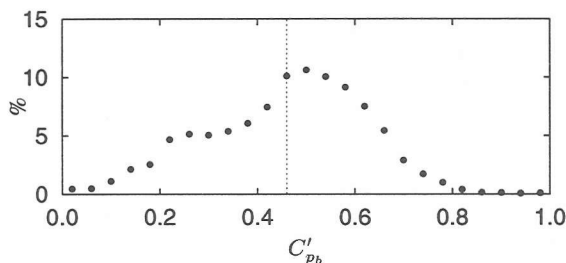


図-10 $\alpha = 1$, $\ell = 2h$ のときの $-C'_{pb}$ の頻度分布

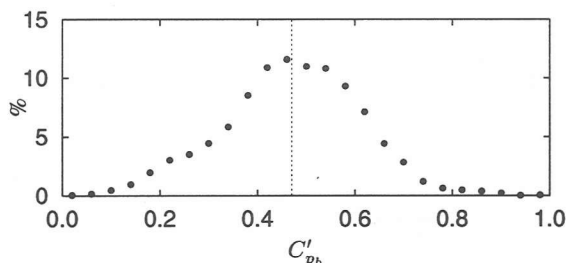


図-11 $\alpha = 0.2$, $\ell = 2h$ のときの $-C'_{pb}$ の頻度分布

のピークが $C'_{pb} = 0.5$ にずれている。 $\alpha = 3$ と比較すると低圧と高圧の二つモードの差は明確ではなくなる。さらに、図-11 より、 $\alpha = 0.2$ になると $C'_{pb} \approx 0.2$ にあった 2 番目のピークがなくなり、 $C'_{pb} \approx 0.5$ にあった 1 番目のピークが $C'_{pb} = 0.46$ にずれて、時間平均背圧 $\bar{C}_{pb}$ とほぼ一致している。このとき低圧モードが支配的となる。このことは、図-9 および 図-10 と 図-11 を比較すると、 $\alpha = 0.2$ では、 C_{Lrms} が小さくなる高圧モードの流れが出現する割合が減少しているため、 C_{Lrms} が大きくなっていることからわかる。

以上より、数値粘性を大きくすると、高圧モードがより現れやすくなり、さらに高圧モードと低圧モードの差がより明確になることがわかる。この理由は、数値粘性によって速度の変動成分が減衰されること、とくに、主流直角方向の速度成分 v と w の変動が減衰されることと関係があるのではないかと推測される¹³⁾。

3.3 アスペクト比による影響

ここでは、スパン方向長さ ℓ を $2h$ から $4h$ と $8h$ に拡大し、アスペクト比の違いによる周囲流れの影響を調べた。前述の結果より、できるだけ数値粘性の影響を小さくするため $\alpha = 0.2$ として計算をおこなった。計算によって得られた矩形柱に作用する空力係数の時間変化を、 $\ell = 4h$ は図-12 に、 $\ell = 8h$ は図-13 に示す。

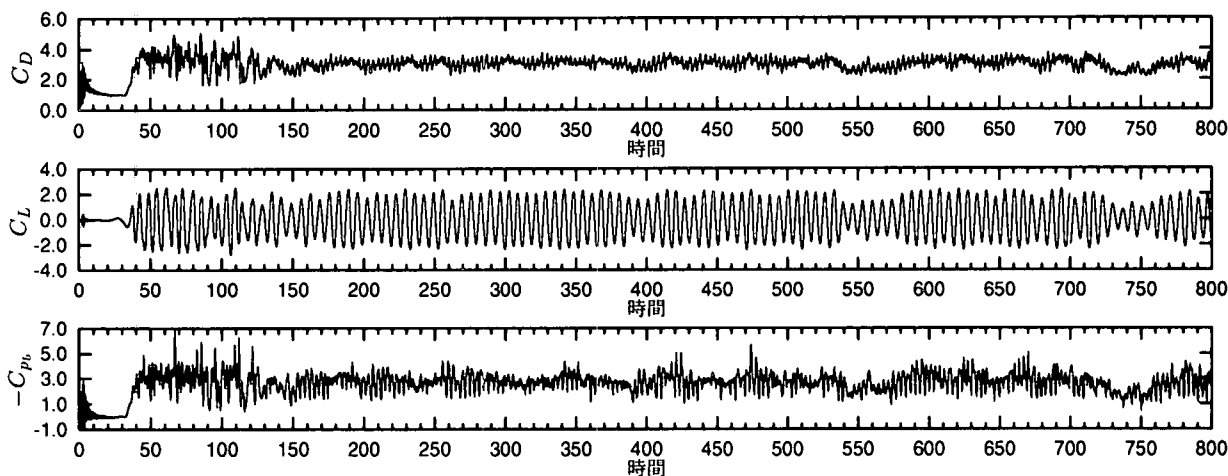


図-12 $\ell = 4h$, $\alpha = 0.2$ のときの C_D , C_L , C_{pb} の時間変化

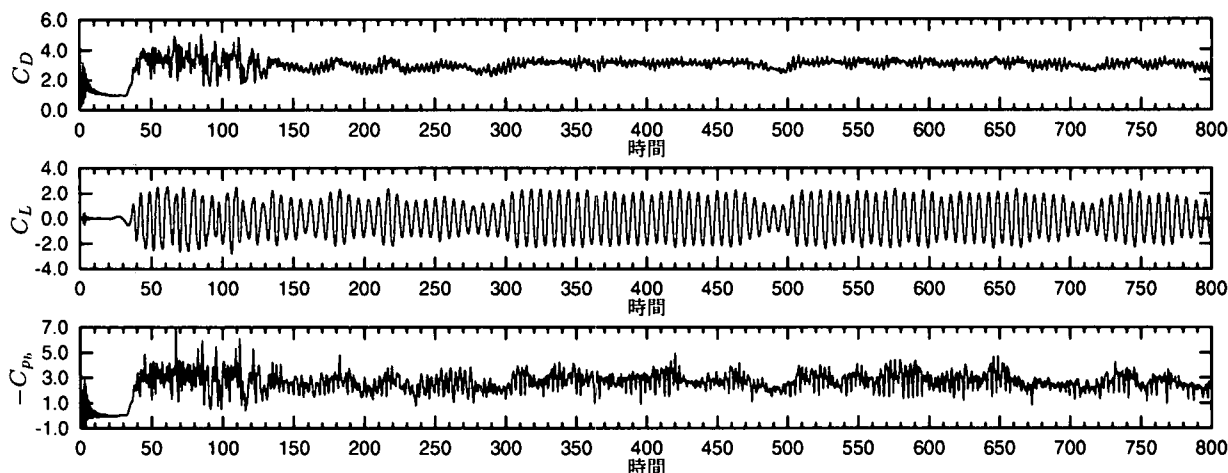


図-13 $\ell = 8h$, $\alpha = 0.2$ のときの C_D , C_L , C_{pb} の時間変化

なお、背圧係数 C_{pb} はスパン中央における値である。

また、図-4 ($\ell = 2h$) および図-12, 図-13 に示した空力係数の時間 $t = 200$ 以降の時間平均値と背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ を表-2 に、背圧係数 $-C_{pb}$ の頻度分布を図-14 と図-15 に示す。

表-2 アスペクト比による影響

ℓ/h	$\overline{C_D}$	$\overline{C_L}$	C_{Lrms}	$-\overline{C_{pb}}$	$(-C_{pb})_p$
2	3.07	0.00	1.58	2.72	2.68
4	3.01	0.00	1.41	2.76	2.82
8	3.04	0.00	1.39	2.68	2.59

表-2 より、時間平均抗力 $\overline{C_D}$ と時間平均背圧 $-\overline{C_{pb}}$ の値は、それぞれ約 3.0 と約 2.7 で変化しない。また、背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ は時間平均背圧 $-\overline{C_{pb}}$ とほぼ一致しているのに対し、アスペクト比が大きくなるのにもとない、揚力変動は約 1.6 から約 1.4 へと小さくなっている。背圧係数 $-C_{pb}$ の頻度分布をみると、図-14 および 図-15 は、図-11 と同様に時間平均背圧 $-\overline{C_{pb}}$ を中心としてほぼ対称に分布している。図-4

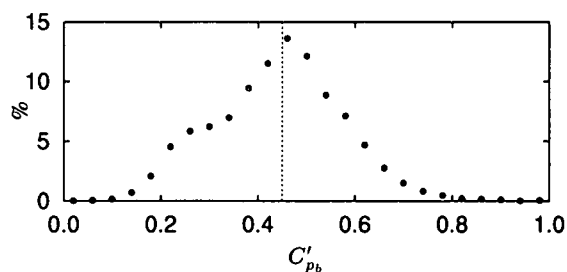


図-14 $\ell = 4h$, $\alpha = 0.2$ のときの $-C_{pb}$ の頻度分布

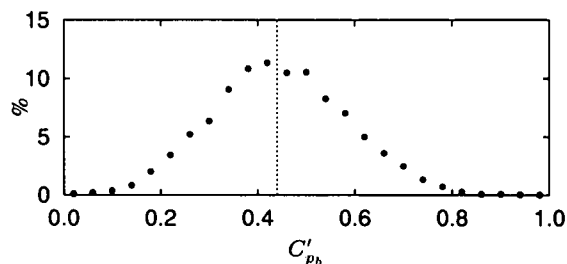


図-15 $\ell = 8h$, $\alpha = 0.2$ のときの $-C_{pb}$ の頻度分布

および図-12, 図-13より, 揚力変動が小さくなっているのは, アスペクト比 4 から 8 へと大きくなるのにもない, 揚力変動の振幅が一定でなくなり, うねりのように, 間欠的に揺らぐ傾向が強まっているからである. さらに背圧変動においても同様に間欠的に揺らぐようになる. これはスパン方向長さが拡大したことによって矩形柱周囲流れの三次元性が強まるためと思われる. この矩形柱周囲流れの三次元性を確認するために, スパン方向渦度成分 $\omega_z \left(= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right)$ の等値面図を図-16 と図-17 に示す.

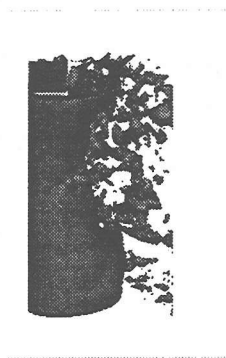


図-16 $l = 4h$ のときの $\omega_z \leq -4$ の渦度面, $t = 539.39$

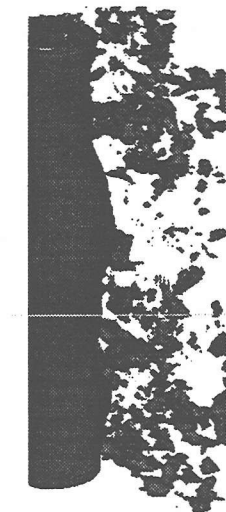


図-17 $l = 8h$ のときの $\omega_z \geq 2.5$ の渦度面, $t = 691.39$

図-16より, アスペクト比 4 の場合, 矩形柱の背後に巻き込まれた剥離せん断層を見てみると, スパン方向に三次元性が現れている. スパン中央部では強い巻き込みとなっているが, 端部では弱い巻き込みとなっており, そのスケールは, スパン方向長さに等しいほぼ $4h$ 程度である. さらに, 図-17より, アスペクト比 8 の場合, 下から $2h$ の部分とスパン中央部で弱い

巻き込みとなっているが, ほかの部分では強い巻き込みとなっており, $3h$ から $5h$ 程度のスケールをもつスパン方向構造がみられる.

以上より, アスペクト比を大きくすることによって, スパン方向に擬周期的な三次元構造が現われ, 強い巻き込みと弱い巻き込みが存在していることが判明した.

3.4 実験値との比較

岡島ら⁴⁾は, レイノルズ数の増加にともない, 背圧係数が高圧または低圧となる二つのモードの持続時間, 頻度分布が変化し, 高レイノルズ数になるほど, 低圧モードが卓越すると指摘している. 具体的には図-18に示すように, $d/h = 0.6$ の場合, $Re < 2000$ では $(-C_{pb})_p = 1.0 \sim 1.5$ の高圧モード側だけにピークが存在しているのに対し, $Re \geq 3000$ では $(-C_{pb})_p = 1.5 \sim 2.0$ (高圧モード) と 2.5 (低圧モード) の二つのピークが存在している. それに対して, レイノルズ数 $Re = 1000$ の本計算結果は, $-C_{pb} \geq 2.7$ の低圧モードのピークが支配的であり, $(-C_{pb})_p = 1.0 \sim 1.5$ の高圧モードが支配的である岡島ら⁴⁾の実験結果とは一致しない.

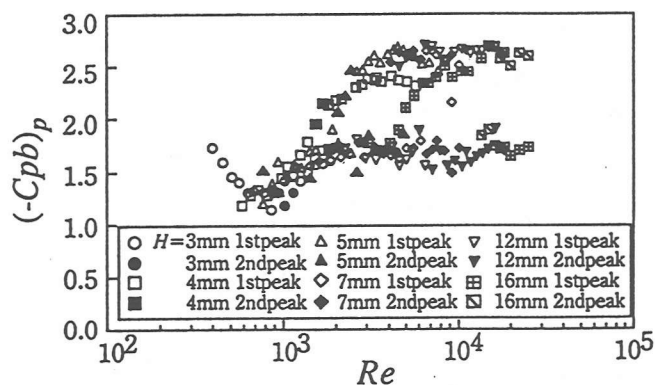


図-18 $(-C_{pb})_p$ の Re 数に対する変化⁴⁾: $d/h = 0.6$.

一方, 大屋³⁾の実験では, 臨界断面である $d/h = 0.5$ の場合, 低レイノルズ数側では低圧モードが卓越し, 高レイノルズ数になるほど, 高圧モードが卓越する傾向を示している. 図-19に示すように, $h = 22$ cm の模型を使用した場合, $U = 1$ m/s ($Re = 1.5 \times 10^4$) で低圧モードだけを示し, $U = 5, 10$ m/s では高圧モードと低圧モードが交互に現れるようになる. 対象としているレイノルズ数が $Re = (0.67 \sim 6.7) \times 10^4$ と高いが, 低レイノルズ数側で低圧モードが支配的となる傾向は本計算結果と一致している.

さらに, 大屋は, $h = 10$ cm の模型に比べ $h = 22$ cm の模型では, 同じレイノルズ数でも低圧モードが卓越する傾向があることを指摘しており, その原因としてアスペクト比が小さいことをあげている³⁾. 大屋³⁾の実験では, スパン方向長さ 170 cm に対して $h = 10, 22$ cm の模型を使用しており, そのアスペクト比は, それぞれ 17 と 7.7 である. 一方, 岡島ら⁴⁾の $Re \approx 10^3$ における実験では, スパン方向長さ 300 mm と 167 mm に対して $h = 3, 4, 5$ mm の模型を使用している. そのアスペクト比は 30 から 100 となっている.

アスペクト比 2 から 8 までの本計算は, 大屋の実験

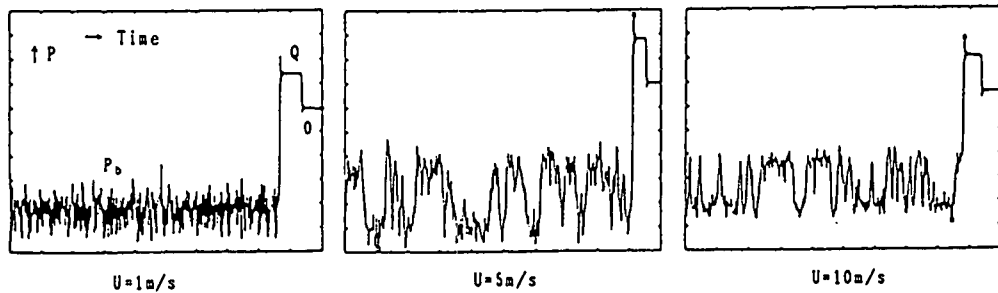


図-19 高さ $h = 22 \text{ cm}$ の $d/h = 0.5$ 矩形柱における 200 秒間の背圧時間変化³⁾ (0: 基準ゼロレベル p_∞ , Q : 動圧)

におけるアスペクト比と近いことから低圧モードが卓越するという傾向が一致したと考えられる。

4. おわりに

断面辺長比 $d/h = 0.6$ の 2 次元矩形柱まわりの流れを、数値粘性係数 α およびスパン方向長さ l をパラメータにとり、 $Re = 1000$ で DNS 計算をおこなった結果、以下のことが明らかになった。

1. 数値粘性を大きくすると、高圧モードがより現れやすくなり、さらに高圧モードと低圧モードの差がより明確になる。
2. アスペクト比を大きくすると、スパン方向に $3h$ から $5h$ 程度のスケールをもつ構造が現れ、局所的に、強い巻き込みと弱い巻き込みが存在している。

以上の結果を踏まえた上で、風洞実験において高圧モードと低圧モードの違いが明確となる高いレイノルズ数 $Re \geq 2000$ の計算をおこない、はじめに述べた目的のうち、低圧モードと高圧モードにおけるスパン方向の流れの構造について、さらに、その入れ替わりの機構について検討を進める予定である。

謝 辞

プログラムの並列化に協力して頂いた富士通(株)の上野潤一郎氏に感謝いたします。

参考文献

- 1) 中口 博, 橋本貴久裕, 武藤真理: 矩形柱の抗力に関する一実験, 日本航空学会誌, 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, *Aeronautical Quarterly*, pp.229-237, 1972.

- 3) 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, 第 10 号, pp.210-215, 1991 年.
- 4) 岡島 厚, 木村繁男, 片山輝明, 大津山澄明, 男島 緑: 矩形柱の空力特性に及ぼすレイノルズ数の影響, 土木学会構造工学論文集, Vol.44A, pp.971-977, 1998.
- 5) 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, その 1 補間法に関する数値誤差の評価と低 Re 数角柱まわりの流れによる精度検証, 日本建築学会構造系論文集, 第 494 号, pp.43-49, 1997.
- 6) 梶島岳夫: 対流項の差分形式とその保存性, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 60 巻, 574 号, pp.2058-2063, 1994.
- 7) 梶島岳夫: 非圧縮流れのための上流補間法, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 60 巻, 578 号, pp.3319-3326, 1994.
- 8) 岡島 厚, 塩谷 篤: LES を用いた角柱周りの 3 次元数値シミュレーション, 第 14 回 生研 NST シンポジウム, pp.68-72, 1998.
- 9) 泉 元, 谷口伸行, 川田 裕, 小林敏雄, 足立武司: 円柱周りの 3 次元流動解析 (第 1 報, 静止円柱の場合), 日本機械学会論文集 (B 編), 第 60 巻, 579 号, pp.3797-3804, 1994.
- 10) Zhang, H.-Q., Fey, R., Noack, B. R., König, M and Eckelmann, H.: On the transition of the cylinder wake, *Phys. Fluids*, Vol.7, No. 4, pp.779-794, 1995.
- 11) 田村哲郎, 北岸貴雄: 円柱後流における渦構造の 3 次元不安定性に対する DNS, 第 13 回数値流体力学シンポジウム講演論文集, B05-4, 1999.
- 12) 梶島岳夫: 不等間隔格子に適合する対流項の差分法, 日本機械学会論文集 (B 編), 第 65 巻, 633 号, pp.1607-1612, 1999.
- 13) 内田孝紀, 大屋裕二: 中立成層した乱流境界層の直接数値シミュレーション—風上差分がもたらす数値粘性の影響—, 中間発表会資料, 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, 1998.

(2000 年 4 月 21 日 受付)