

二次元矩形柱の臨界断面に関する数値解析的研究 (第 2 報)

A Numerical Study of the Flow around Rectangular Cylinders with Critical Depth (Part 2)

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・物流事業本部 技術部 (〒196-0012 東京都昭島市つつじが丘 1-1-50)

**正会員 工博 九州大学教授 応用力学研究所 (〒816-8580 福岡県春日市春日公園六丁目一番地)

Three-dimensional numerical simulations of the flow around rectangular cylinders with different depth-to-height ratios, $d/h = 0.4, 0.5, 0.6$, are carried out by means of a finite difference method for the Reynolds number of 1000 and 3000. The cylinders with $d/h = 0.5$ and 0.6 , for the spanwise length of $2h$ and $10h$, show characteristic fluctuations in base pressure, with alternately high and low values respectively. This is caused by a sudden change in the flow pattern around the cylinder, associated with the vortex formation. The rate of the appearance of the sudden change between the different flow patterns around the cylinder is dependent on the depth-to-height ratio of the cylinder, the Reynolds number and the span length of the cylinder, i.e. model aspect ratio.

Key Words : finite difference method, three-dimensional simulation, rectangular cylinder, critical depth, base pressure

1. はじめに

一様な流れの中に置かれた二次元矩形柱は、その断面辺長比 d/h (d , 主流方向の長さ; h , 高さ) によって様々な周囲流れや空力特性を示す。例えば $d/h < 1$ の薄い矩形柱の場合には、図-1 に示すように $d/h = 0.6$ 付近で抗力係数 C_D と背圧係数 C_{pb} が著しいピークを示す臨界断面と呼ばれる現象が現れることが、中口ら¹⁾の風洞実験によって明らかとなった。その後、この現象の確認および解明のため Bearman & Trueman²⁾ などにより多くの風洞実験がおこなわれてきたが、大屋⁴⁾は $d/h = 0.4, 0.5, 0.6$ の矩形柱について背圧係数 C_{pb} の長時間変化の測定から、 $d/h = 0.5$ 矩形柱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} を示すことを明らかにし、さらにスモーク・ワイヤーによる矩形柱まわりの流れの可視化から、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二つ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。

このような臨界断面現象の発生メカニズムに対し、著者らは数値計算によって、第 1 に風洞実験と同じように C_{pb} が低圧となり強い渦形成を示す流れ (低圧モード) と C_{pb} が高圧となり弱い渦形成を示す流れ (高圧モード) が現れるのを確認すること、第 2 に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、第 3 に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一連の研究をおこなっている。これまでに $d/h = 0.6$ 矩形柱を対象にレイノルズ数 $Re = 1000$ と 3000 の三次元計算をおこない^{5), 6)}、二つのモードに対応するフローパターンの可視化から、低圧モードのときには矩形柱周囲流が二次元的にそろうため強い渦形成となり、高圧モードのときには矩形柱周囲流が三次元的となるため弱い渦形成となること、

などを明らかにした⁶⁾。さらに、計算の安定のため対流項の離散化には三次精度風上差分を用いたので、付加した数値粘性項の係数の大きさを変えて計算をおこない数値粘性の影響を調べた⁵⁾。その結果、数値粘性の影響が大きくなると低圧モードの流れの持続が抑制されて、高圧モードの流れが発生しやすくなる傾向が確認された。つまり、臨界断面付近でおこる二つのフローパターンの不規則な入れ替わりに数値粘性がおよぼす影響が大きいことも明らかになった。

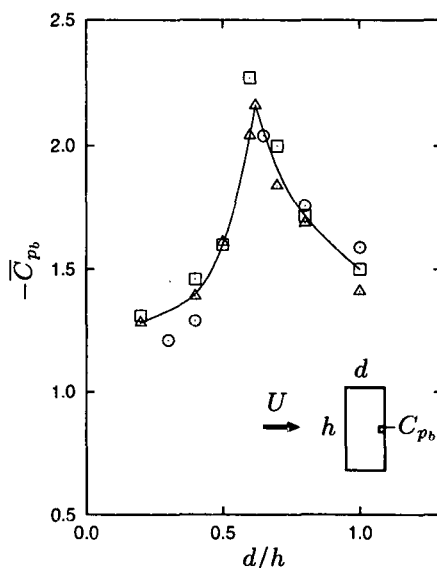


図-1 時間平均背圧係数 $-C_{pb}$ の辺長比 d/h に対する変化 (O, 中口ら¹⁾; Δ , Bearman & Trueman²⁾; $\square$, Nakamura & Ohya³⁾)

もともと臨界断面におけるこの現象はクリティカル

なものであるから、この現象を正確に数値計算で再現するには、風洞実験と同じような条件のもとで、対流項の風上差分化のような数値粘性を加えることなく、数値計算を安定に実行することが必要と考える。これまで、LES や DNS による非圧縮性流れの非定常乱流解析を対象として、二乗量が保存される対流項差分法が梶島^{8),9)}や森西^{10),11),12)}などによって提案されてきたが、最近、さらに梶島がデカルト座標系の不等間隔スタガード格子に適合する差分法を提案した¹³⁾。本論文では、この不等間隔格子に適切な二次精度差分法を用いて三次元計算をおこない、数値粘性の影響を完全に排除した状態であらためて臨界面付近における二つのモードの入れ替わりについて検討する。また、風洞実験の状態に近づけるため、矩形柱スパン方向の境界条件はすべり (free-slip) 境界条件とした。まず、 $d/h = 0.4, 0.5, 0.6$ の二次元矩形柱を対象にスパン方向長さ $2h$ 、レイノルズ数 $Re = 1000$ で計算をおこない、辺長比の影響を調べた。つぎに、岡島⁷⁾の風洞実験より、 $d/h = 0.6$ 矩形柱はレイノルズ数 $Re = 2000 \sim 4000$ で C_{pb} が低圧となるモードにはレイノルズ数依存性があることから、 $d/h = 0.6$ 矩形柱でレイノルズ数 $Re = 3000$ の計算をおこない、レイノルズ数による影響を調べた。さらに、 C_{pb} が高圧と低圧となる二つのモードの入れ替わりが現れた $d/h = 0.5, 0.6$ 矩形柱を対象にスパン方向長さ $10h$ の計算をおこない、スパン方向長さの影響を調べた。

2. 数値計算法

本研究は、図-2 に示すように、一様な流れの中におかれた二次元矩形柱周りの流れ場を対象とし、主流、高さおよび矩形柱スパン方向をそれぞれ x, y, z とする。

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_0 および流体の密度 ρ で無次元化した三次元非圧縮性流体の Navier-Stokes 方程式と連続の式で、以下になる。

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

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

ここで、 Re はレイノルズ数 ($= U_0 h / \nu$) である。

2.2 時間進行法

計算格子にはデカルト座標系のスタガード格子を、式 (1) の時間進行法には Euler の一次陽解法を、式 (1) と式 (2) を連立して解くためのカップリング・アルゴリズムには部分段階法 (fractional step method) を採用した。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。

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

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) の圧力方程式の解法に SOR 法を用いた。

2.3 対流項の空間差分近似

梶島^{13),14)}が近年提案した不等間隔格子において二乗量が保存されるスタガード格子系の二次精度中心差分を使用した。格子中心に配置した圧力定義点から半格子ずれた $\pm \frac{1}{2}$ のステンシルに展開される速度定義点における変数 f の x_i 方向の差分と補間の離散式をそれぞれ δ_{x_i} , $\bar{f}^{x_i}$ で表すと、

$$[\delta_{x_i} f]_j = \frac{-f_{j-\frac{1}{2}} + f_{j+\frac{1}{2}}}{\Delta x_j} \quad (6)$$

$$[\bar{f}^{x_i}]_j = \frac{f_{j-\frac{1}{2}} + f_{j+\frac{1}{2}}}{2} \quad (7)$$

となる。対流項に対する適切な差分を不等間隔の矩形格子に適用するには不等間隔格子 $x_j = (x, y, z)$ を単位長さの等間隔格子 $\xi^k = (\xi, \eta, \zeta)$ に写像することで可能となる。したがって、式 (3) の発散型対流項に対する写像の差分は

$$\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{1}{J} \frac{\partial J U^k u_i}{\partial \xi^k} \simeq \frac{1}{J} \delta_{\xi^k} (J U^k \bar{u}_i^{\xi^k}) \quad (8)$$

と表せられる。ここで、変換のヤコビアンは $J = |\partial x_j / \partial \xi^k|$ 、不等間隔格子における速度成分 $u_j = (u, v, w)$ から等間隔格子における反変成分 $U^k = (U, V, W)$ への変換は $U^k = u_i \partial \xi^k / \partial x_i$ である。単位長さの等間隔格子 ξ^k に写像するから式 (8) の差分は 2 点の差で、補間は 2 点の算術平均となる。

2.4 計算条件

計算対象は図-2 に示す一様な流れの中におかれた辺長比 $d/h = 0.4, 0.5, 0.6$ の三種類の二次元矩形柱である。計算領域は主流 (x) 方向に $24h$ (矩形柱中心から上流側に $8h$ 、下流側に $16h$)、高さ (y) 方向に $20h$ および矩形柱スパン (z) 方向には、スパン方向長さの影響を調べるため $2h$ と $10h$ の 2 種類とした。計算領域における矩形柱の閉塞率は 5 % である。格子分割数は、 x 方向に辺長比に応じて 238 ~ 250 を不等間隔に、 y 方向に 210 を不等間隔に、 z 方向に等間隔とした。最大格子点数は約 1300 万点である。詳細は表-1 に示す。

矩形柱の高さ h と流入速度 U_0 に基づくレイノルズ数 Re は 1000 を基本として、レイノルズ数依存性を調べ

表-1 計算条件一覧

		Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5	Case 6
辺長比	d/h	0.4	0.5	0.6		0.5	0.6
計算領域	L_x	24h					
	L_y	20h					
	L_z	2h				10h	
格子分割	N_x	238	244	250		244	250
	N_y	210					
	N_z	40	50			250	
格子幅	$\Delta x_{\min}$	0.0056h					
	$\Delta y_{\min}$	0.0056h					
	Δz	0.05h	0.04h				
時間刻み	Δt	4×10^{-4}			2×10^{-4}	4×10^{-4}	
レイノルズ数 Re		1000			3000	1000	

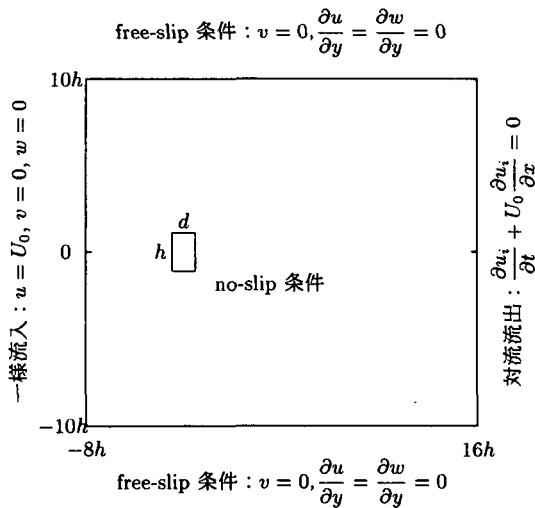


図-2 境界条件

るため 3000 もおこなった。時間刻み Δt は $Re = 1000$ で $\Delta t = 4 \times 10^{-4}$ 、 $Re = 3000$ で $\Delta t = 2 \times 10^{-4}$ とした。初期条件は流れ場全体を一様流速 $u = U_0$ 、 $v = 0$ 、 $w = 0$ とし impulsive start させた後、時間 1000 まで計算をおこなった。

境界条件は、図-2 に示すように、流入面に一様流入条件、流出面に対流流出条件、上・下面にすべり (free-slip) 境界条件、矩形柱の壁面にはすべりなし (no-slip) 条件とした。また、矩形柱に直行する左・右の面には free-slip 条件とした。

計算は、九州大学情報基盤センターの FUJITSU VPP5000/64 と九州大学応用力学研究所の FUJITSU VPP5000/2 でおこなった。プログラムは FUJITSU VPP Fortran を用いて並列化をおこない、矩形柱のスペン方向長さに応じて最大 16 PE を使用した。

3. 計算結果と考察

表-1 に示した各ケースにおける計算によって得られた矩形柱に作用する抗力係数 C_D 、揚力係数 C_L 、背

圧係数 C_{pb} の時間変化を図-3 から図-8 に示す。なお、 C_{pb} はスペン中央における値である。各係数を時間 100 から 1000 まで時間平均した値の一覧を表-2 に示す。さらに C_{pb} の不規則な変動を定量的に評価するための係数 $C'_{pb} = (C_{pb} - C_{pb \min}) / (C_{pb \max} - C_{pb \min})$ を定義する⁷⁾。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-14 に示した。このとき、頻度分布のピークにおける値を背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ と定義して、その値も表-2 に示している。

表-2 空力係数の時間平均値

Case	$\overline{C_D}$	$\overline{C_L}$	C_{Lrms}	$-\overline{C_{pb}}$	$(-C_{pb})_p$	
					高圧	低圧
1	2.28	0.00	0.44	1.67	1.30	—
2	2.81	0.00	1.17	2.46	1.63	3.13
3	2.57	0.03	1.15	2.09	1.61	(2.19)
4	2.96	0.00	1.56	2.66	—	2.53
5	2.58	0.00	0.79	2.02	1.65	(2.47)
6	2.66	0.00	1.07	2.18	1.69	2.56

3.1 辺長比による影響

(1) 空力係数の時間変化

Case 1 から Case 3 は、スペン方向長さ $2h$ 、レイノルズ数 1000 を一定として、辺長比 d/h を 0.4, 0.5, 0.6 と変えて計算をおこない、辺長比の違いによる影響を調べた。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-3 から図-5 に示す。

図-3 から図-5 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)

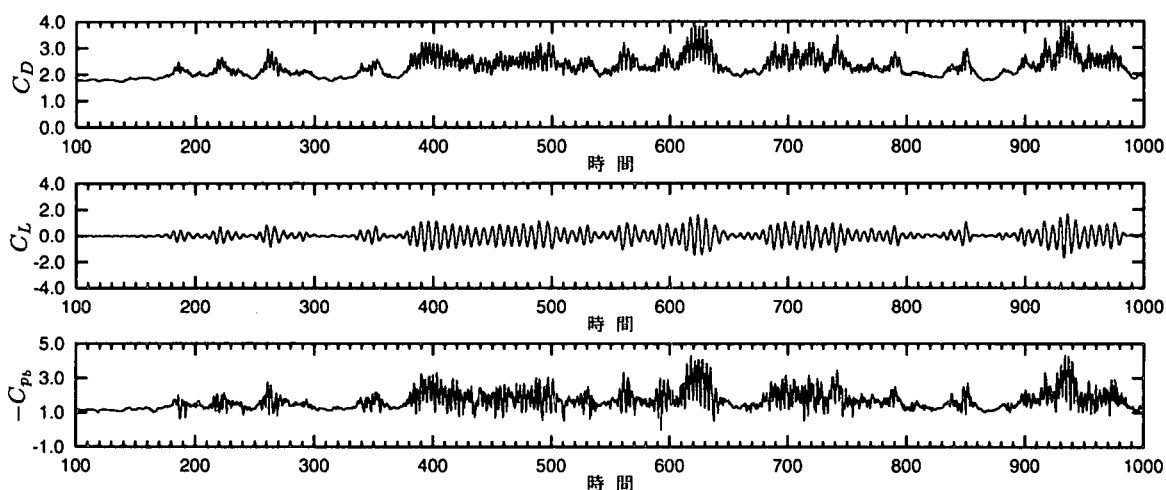


図-3 C_D , C_L , $-C_{pb}$ の時間変化 : Case 1, 辺長比 $d/h = 0.4$, スパン方向長さ $2h$, レイノルズ数 1000

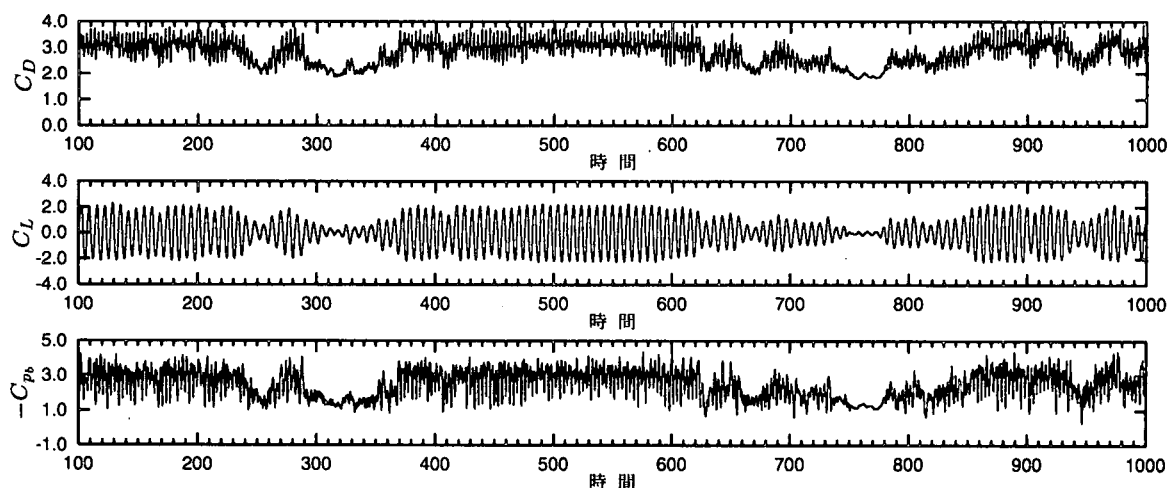


図-4 C_D , C_L , $-C_{pb}$ の時間変化 : Case 2, 辺長比 $d/h = 0.5$, スパン方向長さ $2h$, レイノルズ数 1000

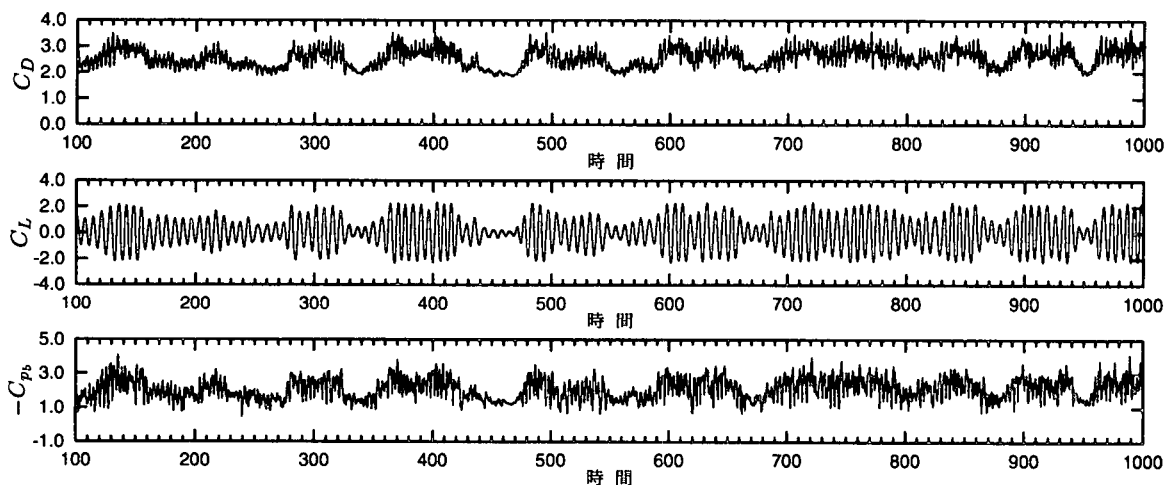


図-5 C_D , C_L , $-C_{pb}$ の時間変化 : Case 3, 辺長比 $d/h = 0.6$, スパン方向長さ $2h$, レイノルズ数 1000

の二つが交互に現れている。しかし、図-3から図-5を比較すると、 $d/h = 0.4$ は、 $d/h = 0.5$, 0.6 に比べて、抗力と揚力変動が小さく、背圧の低下の度合いもはるかに小さいため、全体として高圧モードが支配的となっている。それに対して $d/h = 0.5$ および 0.6 では、低

圧モードにおける抗力と揚力変動が大きく、背圧の低下の度合いも大きいため、高圧モードとの差がはっきりとしている。さらに $d/h = 0.5$ は、比較的低压モードが持続しやすく、背圧の低下の度合いがもっとも大きくなっている。 $d/h = 0.6$ は、高圧モードと低压モード

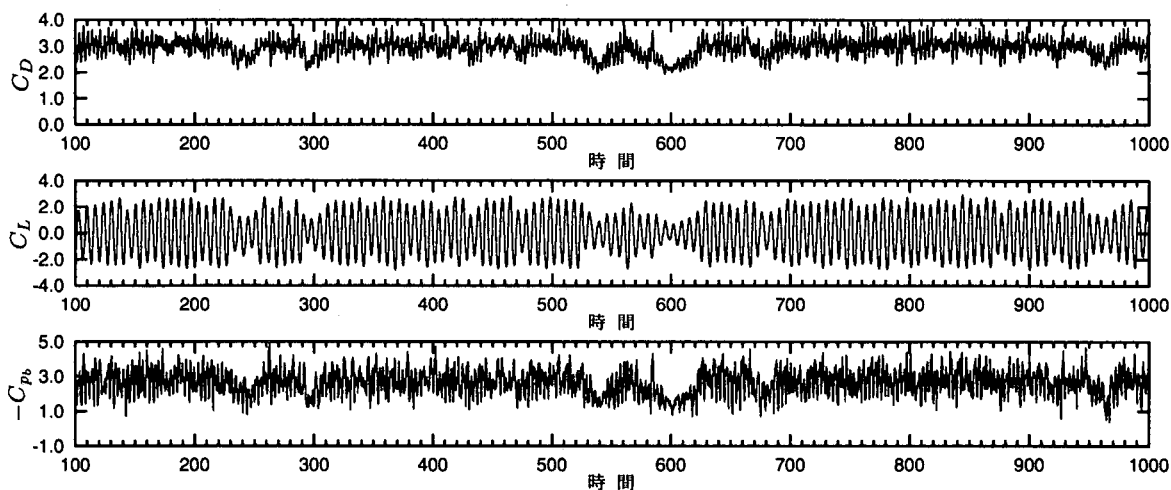


図-6 C_D , C_L , $-C_{pb}$ の時間変化 : Case 4, 辺長比 $d/h = 0.6$, スパン方向長さ $2h$, レイノルズ数 3000

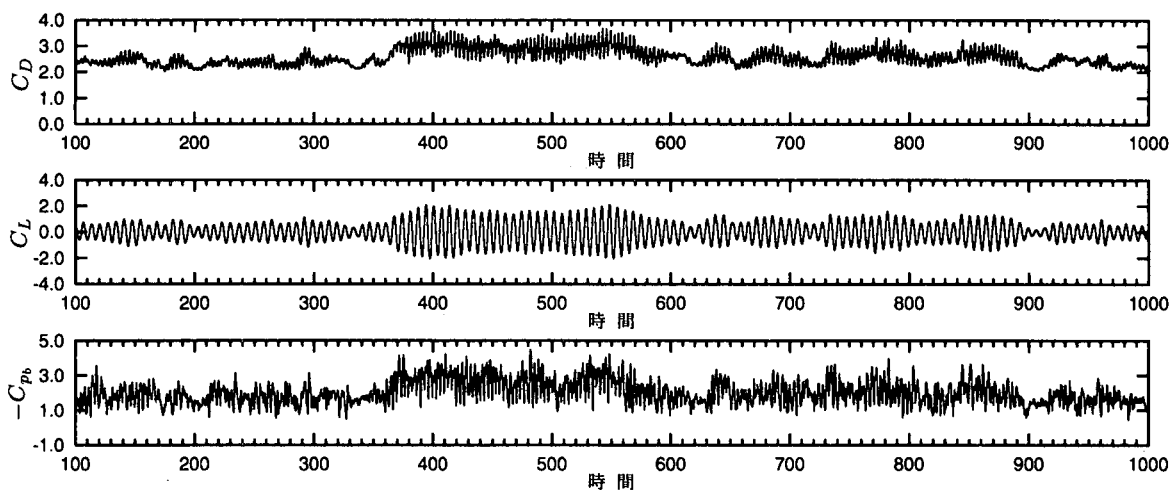


図-7 C_D , C_L , $-C_{pb}$ の時間変化 : Case 5, 辺長比 $d/h = 0.5$, スパン方向長さ $10h$, レイノルズ数 1000

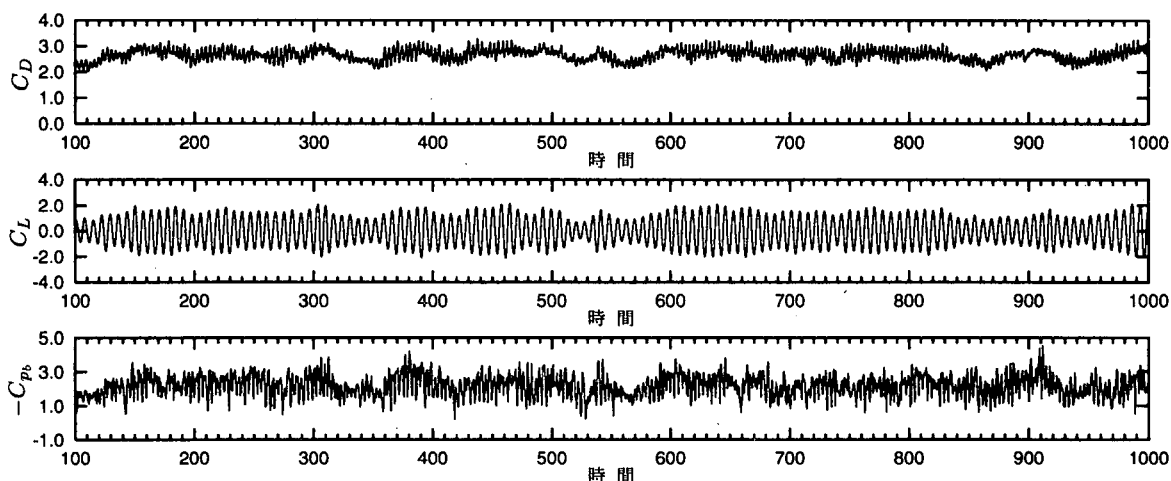


図-8 C_D , C_L , $-C_{pb}$ の時間変化 : Case 6, 辺長比 $d/h = 0.6$, スパン方向長さ $10h$, レイノルズ数 1000

が入れ替わりが激しい。

(2) 背圧係数の頻度分布と背圧係数ピーク

辺長比の違いによって背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ がどのように変化するか、図-9 から 図-11 に示す C_{pb} の頻度分布で比較してみる。 $d/h = 0.4$ の場合、図-

9 より、 $C_{pb}' = 0.3$ にピークがはっきりと現れており $(-C_{pb})_p = 1.3$ (高圧モード) となる。 $d/h = 0.5$ の場合、図-10 より、 $C_{pb}' = 0.7$ と $0.3 \sim 0.34$ に二つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 3.1$ (低圧モード) と $1.3 \sim 1.6$ (高圧モード) となる。 $d/h = 0.6$

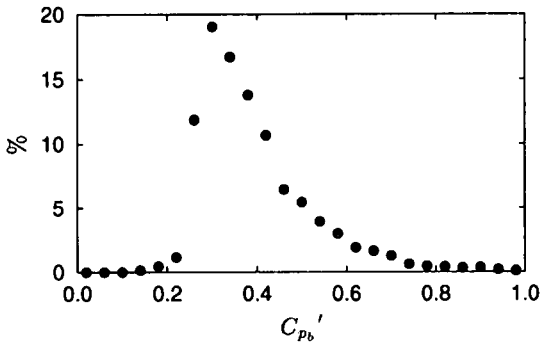


図-9 $-C_{pb}'$ の頻度分布 : Case 1

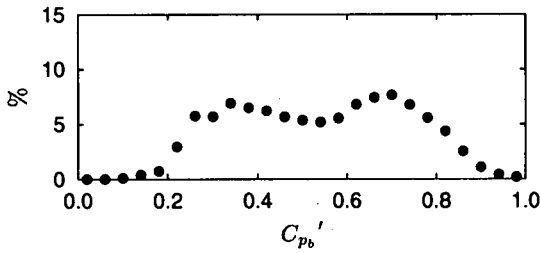


図-10 $-C_{pb}'$ の頻度分布 : Case 2

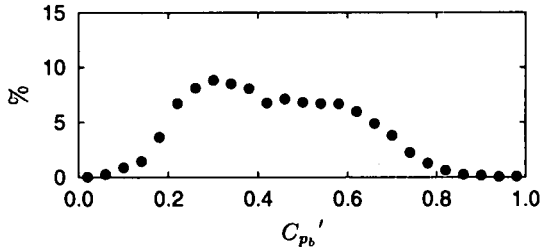


図-11 $-C_{pb}'$ の頻度分布 : Case 3

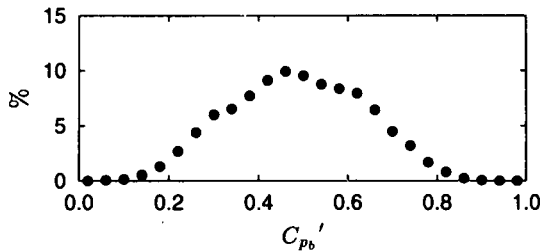


図-12 $-C_{pb}'$ の頻度分布 : Case 4

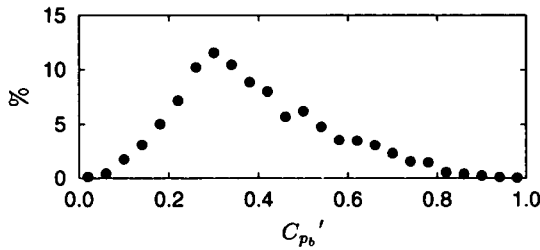


図-13 $-C_{pb}'$ の頻度分布 : Case 5

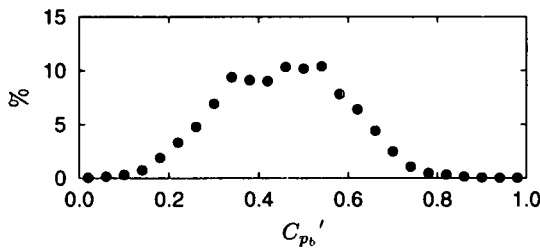


図-14 $-C_{pb}'$ の頻度分布 : Case 6

の場合、図-11 より、 $C_{pb}' = 0.3$ と 0.46 に二つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 1.6$ (高圧モード) と 2.2 (低圧モード) となる。高圧モードにおける $(-C_{pb})_p$ は、いずれの場合でも、 $1.3 \sim 1.6$ と、ほぼ同じ値であるのに対し、低圧モードにおける $(-C_{pb})_p$ には、辺長比による差があることがわかる。

3.2 レイノルズ数による影響

Case 4 は、辺長比 $d/h = 0.6$ 、スパン方向長さ $2h$ を一定として、レイノルズ数 Re を 1000 から 3000 に変えて計算をおこない、レイノルズ数の違いによる影響を調べた。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-6 に示す。図-5 と図-6 の比較すると、 $d/h = 0.6$ の場合、レイノルズ数が 1000 から 3000 に変わったことによって、高圧モードの出現頻度が減少し、低圧モードが支配的となっている。しかも、 $Re = 1000$ に比べ $Re = 3000$ では、抗力と揚力変動が大きく、背圧の低下の度合も大きくなっている。図-12 に C_{pb}' の頻度分布を示す。図-11 より、 $Re = 1000$ の場合、 $C_{pb}' = 0.3$ と 0.46 に二つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 1.6$ (高圧モード) と 2.2 (低圧モード) となる。図-12 より、 $Re = 3000$ の場合、 $C_{pb}' = 0.46$ にピークが現れており、 $(-C_{pb})_p = 2.53$ (低圧モード) となる。図-11 と図-12 を比較すると $Re = 1000$ に比べ $Re = 3000$ では、高圧モード側にあったピークが小さくなり、低圧モード側が卓越している。以上より、スパン方向長さ $2h$ の $d/h = 0.6$ 矩形柱の場合、レイノルズ数 $Re = 1000 \sim 3000$ では、高圧モードと低圧モードの二つモードが存在しており、レイノルズ数が大きくなると低圧モードが支配的になり、低圧モード側の背圧係数ピーク $(-C_{pb})_p$ の値も大きくなるといえる。

3.3 実験値との比較

これまでのスパン方向長さ $2h$ の $d/h = 0.4, 0.6$ 矩形柱の計算結果を、岡島ら⁷⁾の風洞実験の結果と比較してみる。岡島ら⁷⁾の実験では $d/h = 0.4$ の場合、レイノルズ数 1000 で $(-C_{pb})_p = 1.2$ の高圧モード側だけピークが存在しているのに対し、本計算 Case 1 では、 $(-C_{pb})_p = 1.3$ の高圧モード側だけにピークが存在し、ほぼ同様な結果であった。つぎに、 $d/h = 0.6$ の場合、岡島ら⁷⁾の実験では、レイノルズ数 1000 で $(-C_{pb})_p = 1.2$ の高圧モード側だけピークが存在しており、さらに、レイノルズ数 3000 では $(-C_{pb})_p = 1.7$ (高圧モード) と $(-C_{pb})_p = 2.3$ (低圧モード) の二つのピークが存在している。一方、本計算 Case 3 では、レイノルズ数 1000 で $(-C_{pb})_p = 1.7$ (高圧モード) と $(-C_{pb})_p = 2.2$ (低圧モード) の二つのピークが存在しており、高圧モードが卓越している。Case 4 では、レイノルズ数 3000 で $(-C_{pb})_p = 2.5$ の低圧モード側だけピークが存在している。したがって、 $d/h = 0.6$ の場合、背圧ピーク値だけを比較すると、やや本計算結果の方が、実験結果よりも $(-C_{pb})_p$ が大きくなっている。しかし、レイノルズ数に依存して低圧側の $(-C_{pb})_p$ が大きくなるという傾向は一致していることが確認できた。

3.4 スパン方向長さによる影響

(1) 空力係数の時間変化

Case 5 および Case 6 は、 C_{pb} が高圧と低圧となる二つのモードの入れ替わりが現れた $d/h = 0.5, 0.6$ 矩形柱を対象にスパン方向長さ $10h$ 、レイノルズ数 1000 の計算をおこない、スパン方向長さの違いによる影響を調べた。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-7 と 図-8 に示す。 $d/h = 0.5$ の場合、スパン方向長さが大きくなった影響が低圧モードと高圧モードの二つの出現頻度にはっきりと差がみられる。図-4 と 図-7 を比較すると、スパン方向長さ $2h$ では、低圧モードが支配的であり、低圧モードにおける背圧の低下の度合いが大きい。低圧モードと高圧モードの二つのモードの差が顕著であるのに対し、スパン方向長さ $10h$ では、反対に高圧モードが支配的であり、時間 600 以降で低圧モードにおける背圧の低下の度合いが比較的小さい。低圧モードと高圧モードの二つのモードの差がはっきりとしていない。 $d/h = 0.6$ の場合、図-5 と 図-8 を比較すると、 $d/h = 0.5$ の場合と違い、スパン方向長さが大きくなると、高圧モードの出現する頻度がやや減少し、低圧モードからの圧力の回復がはっきりと現れなくなる。しかし、スパン方向長さが大きくなった影響は、 $d/h = 0.5$ の場合と比べると大きくはない。

(2) 背圧係数の頻度分布と背圧係数ピーク

スパン方向長さの違いによって背圧係数ピーク ($-C_{pb})_p$ がどのように変化するか、図-13 と 図-14 に示す C_{pb} の頻度分布で比較してみる。まず、 $d/h = 0.5$ の場合、図-10 より、スパン方向長さ $2h$ では、 $C_{pb}' = 0.7$ と $0.3 \sim 0.34$ に二つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 3.1$ (低圧モード) と $1.3 \sim 1.6$ (高圧モード) となる。図-13 より、スパン方向長さ $10h$ では、 $C_{pb}' = 0.3$ と 0.5 に二つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 1.7$ (高圧モード) と 2.5 (低圧モード) となる。図-10 と 図-13 を比較すると、スパン方向長さ $2h$ では、低圧モードと高圧モードにある二つのピークがはっきりと現れているのに対して、スパン方向長さが $10h$ と大きくなると高圧モードが卓越し、低圧モードは目立たなくなる。つぎに、 $d/h = 0.6$ の場合、図-11 より、スパン方向長さ $2h$ では、 $C_{pb}' = 0.3$ と 0.46 に二つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 1.6$ (高圧モード) と 2.2 (低圧モード) となる。図-14 より、スパン方向長さ $10h$ では、 $C_{pb}' = 0.46 \sim 0.54$ と 0.34 に三つのピークが現れており、それぞれ $(-C_{pb})_p = 2.2 \sim 2.6$ (低圧モード) と 1.7 (高圧モード) となる。図-11 と 図-14 を比較すると、スパン方向長さ $2h$ では、高圧モードが卓越しているのに対して、スパン方向長さが $10h$ と大きくなると低圧モードが卓越するようになる。以上より、スパン方向長さが大きくなると、 $d/h = 0.5$ 矩形柱では低圧モードから高圧モードへ、 $d/h = 0.6$ 矩形柱では高圧モードから低圧モードへ支配的なモードが変化した。つまり、スパン方向長さが大きくなると、卓越するモードが変化する事がわかる。

(3) 流れの可視化

矩形柱周囲流れのスパン方向の構造を確認するため、図-7 に示したスパン方向長さ $10h$ の $d/h = 0.5$ 矩形柱

における時間変化から、 C_{pb} が低下する低圧モードとなる時間、および C_{pb} が回復する高圧モードとなる時間の瞬間等圧力面を比較してみる。図-15 に低圧モードにおける瞬間等圧力面を、図-16 に高圧モードにおける瞬間等圧力面を示す。なお、図-15 と 図-16 の等圧力面は同じ値である。

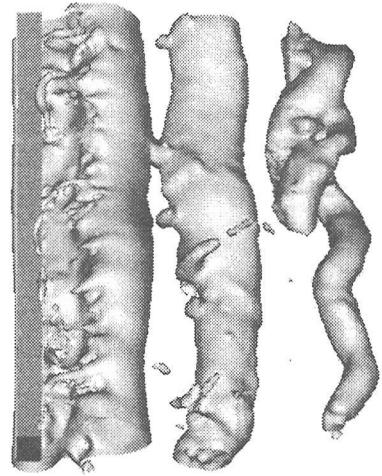


図-15 $d/h = 0.5$ 矩形柱における瞬間等圧力面: Case 5, スパン方向長さ $10h$, レイノルズ数 1000, 時間 447.61

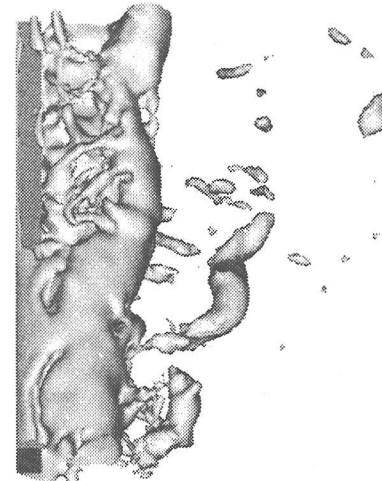


図-16 $d/h = 0.5$ 矩形柱における瞬間等圧力面: Case 5, スパン方向長さ $10h$, レイノルズ数 1000, 時間 905.99

低圧モードでは、図-15 より、矩形柱の上面からはく離れたカルマン渦に対応する等圧力面が矩形柱背後に存在している。この等圧力面にはスパン方向に位相差があまりみられず矩形柱に対してほぼ並行にそろっている。さらに、その下流側にも別の等圧力面が二次元的な構造を保ったまま残っていることから、二次元的な強い渦構造を示唆している。高圧モードでは、図-16 より、矩形柱背後に存在する等圧力面にスパン方向にわたって大きな位相差が生じており三次元的な複雑な構造となっている。さらに下流側には等圧力面は消失していることから、三次元的な弱い渦構造となってい

ることが推測される。

4. おわりに

本論文では、梶島¹³⁾が提案した不等間隔格子で二乗量が保存されるスタガード格子系の二次精度差分法を用いて三次元計算をおこない、数値粘性の影響を完全に排除いた状態で臨界面付近における二つのモードの入れ替わりについて検討をおこなった。その結果、まず、 $d/h = 0.4, 0.6$ 矩形柱を対象にスパン方向長さ $2h$ 、レイノルズ数 $Re = 1000$ での計算結果と、 $d/h = 0.6$ 矩形柱を対象にスパン方向長さ $2h$ 、レイノルズ数 $Re = 3000$ の計算結果を、岡島⁷⁾の風洞実験の結果と比較したところ傾向的に一致することを確認した。さらに、 C_{pb} が高圧と低圧となる二つのモードの入れ替わりが現れた $d/h = 0.5, 0.6$ 矩形柱を対象にスパン方向長さ $10h$ の計算をおこない、辺長比やレイノルズ数だけでなく、スパン方向長さによっても二つのモードの入れ替わりに影響があることが明らかとなった。また、二つのモードに対応するフローパターンの可視化の結果はこれまでの結果⁶⁾と一致することが確認できた。

今後は、高圧モードと低圧モードの二つのモードが入れ替わる機構について検討をおこなう。

謝 辞

プログラムの並列化ならびに並列計算の実行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) Nakamura Y. and Ohya Y.: The effects of turbulence on the mean flow past two-dimensional rectangular cylinders, *J. Fluid Mech.*, vol. 149, pp.255-273, 1984.
- 4) 大屋裕二: 2次元矩形柱の臨界面についての一考察, ながれ, 第 10 号, pp.210-215, 1991 年.
- 5) 林 健一, 大屋裕二: 二次元矩形柱の臨界面に関する数値解析的研究, 土木学会, 応用力学論文集, Vol.3, pp.721-728, 2000.
- 6) 林 健一, 大屋裕二: 臨界面を有する二次元矩形柱の周囲流れに関する数値解析的研究, 第 16 回 風工学シンポジウム論文集, pp.179-184, 2000.
- 7) 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.
- 8) 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.
- 9) 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.
- 10) 森西洋平: 非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 (第 1 報, 解析的要求事項, 離散オペレータの定義, レギュラ格子系の差分スキーム), 日本機械学会論文集 (B 編), 第 62 巻, 604 号, pp.4090-4097, 1996.
- 11) 森西洋平: 非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 (第 2 報, スタガードおよびコロケート格子系の差分スキーム), 日本機械学会論文集 (B 編), 第 62 巻, 604 号, pp.4097-4105, 1996.
- 12) 森西洋平: 非圧縮性流体解析における差分スキームの保存特性 (第 3 報, 数値計算による議論の検証), 日本機械学会論文集 (B 編), 第 62 巻, 604 号, pp.4105-4112, 1996.
- 13) 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.
- 14) 梶島岳夫: 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 1999.

(2001 年 4 月 20 日 受付)