

一様流中ならびに一様乱流中における角柱の風圧特性 に関する実験的研究

野田 博¹・中山昭彦²

¹正会員 博士(工学) 三井建設株式会社 技術研究所 (〒270-0132 千葉県流山市駒木 518-1)

²正会員 Ph.D. 神戸大学教授 大学院自然科学研究科 (〒657-8501 神戸市灘区六甲台町 1-1)

一様流中ならびにスペクトル等の確率統計量が詳細に得られている一様乱流中における2次元角柱に作用する風圧を測定し、その特性を考察した。風圧測定は全点同時測定とし、検討に際しては平均風圧係数、変動風圧係数、ストローハル数等の空気力特性の他、既往の研究では殆ど得られていない瞬時の風圧係数分布、パワースペクトル密度ならびにスパン方向の相関係数に関しても調査した。また、一様流と一様乱流の実験結果を比較することにより、角柱の風圧特性に及ぼす乱れの影響についても詳細に考察した。瞬時の風圧特性の結果より、気流の乱れに関係無く完全剥離型断面では前面もカルマン渦の影響を受けること、再付着型断面では側面で瞬間的に負圧のピークが生じ、そのピークが弱まりながら風下に移流すること等が分かった。

Key Words : *wind tunnel experiment, rectangular cylinders, pressures, smooth flow, turbulent flow*

1. はじめに

土木構造物や超高層建物のような鈍頭物体周りの流れは、流れの剥離、再付着あるいは交番渦の放出など複雑な流れ場となる。物体に作用する空気力はこの複雑流れによって決定されるが、それは物体の形状により大きく異なる。中口ら¹⁾、Bearman et al.²⁾、溝田・岡島³⁾、岡島⁴⁾は、土木構造物や超高層建物を想定し、一様流中において様々な辺長比の2次元角柱に作用する空気力特性を計測し、角柱周りの流れを検討している。特に中口ら¹⁾は辺長比(角柱奥行/角柱幅)=0.66付近で平均抗力係数が最大となるいわゆる中口ピークを発見している。また、上森ら⁵⁾、浅見・山田⁶⁾は超高層建物を想定し、種々の断面形状の3次元角柱に作用する風力特性を詳細に検討している。

物体に作用する空気力は気流の乱れによっても異なる。超高層建物や土木構造物は自然風、すなわち乱れた気流にさらされているので、気流の乱れが鈍頭物体に作用する空気力にどのように影響するかは耐風安全性を考える上でたいへん重要となる。この問題に関してもこれまで多くの研究が為されている。例えば、Vickery⁷⁾、Roberson et al.⁸⁾、Lee⁹⁾、宮崎ら¹⁰⁾は気流の乱れ強さを変化させ、気流の乱れ強さが角柱に作用する抗力や風圧分布に及ぼす影響を考察している。また、

Lee¹¹⁾、Petty¹²⁾は乱れスケールについて考察している。Nakamura and Ohya¹³⁾は乱れ強さと乱れスケールの両方の影響について調査し、乱れスケールの違いにより気流の乱れが角柱周りの流れや角柱に作用する風圧力に及ぼす影響が異なることを示した。これらの既往の研究によれば、気流の乱れが角柱周りの流れに及ぼす影響は、風上端部からの剥離せん断層の連行効果を促進させ、かつカルマン渦が弱められる。その結果、角柱背面の風圧(背圧)の回復が見られる。

この様に、角柱に作用する空気力特性あるいは気流の乱れが角柱の空気力特性に及ぼす影響については概ね把握できている。しかし、これら既往の研究では、角柱に作用する流体力の平均成分や角柱全体の風力特性などが考察されているのみで、瞬間的な風圧特性あるいは角柱前面の風圧の挙動等は明らかにされていない。また、気流の乱れの影響に関する研究では、気流の乱れの情報として乱れ強さと乱れスケールのみである。

一方、近年流体の数値計算法が発達し、構造物周りの流れの計算が耐風設計に応用されはじめている。そのほとんどは乱れの無い一様流中に物体が置かれた場合を対象としているが、最近では自然風を想定し流入部に乱れを導入して物体周りの流れの計算が行われるようになった¹⁴⁾。数値流体計算によ

表-1 実験ケースと実験条件

Case	B/D	inflow conditions		Re	C _b
		Intensity	Scale		
Case1	1.0	0.2%	—	6.89 × 10 ⁴	0.850
Case2		5.3%	1.125D		
Case3	2.5	0.2%	—	5.16 × 10 ⁴	0.946
Case4		5.3%	1.50D		
Case5	3.0	0.2%	—	5.16 × 10 ⁴	0.956
Case6		5.3%	1.50D		

B: 角柱奥行, D: 角柱幅, C_b: 風洞閉塞効果の補正係数

る物体周りの流れの再現性を検討する場合、上述の既往の実験結果等を参照するが、これらの研究は現象を把握するためのものが多く、また詳細な入力条件を必要としかつ多大な情報量を出力する数値流体計算の検証には不十分な実験結果と思われる。

本研究では一様流中ならびに一様乱流中における2次元角柱に作用する風圧の全点同時測定を行い、動的風圧特性を詳細に検討した。また、風圧測定に先立ち一様乱流の統計的性状を詳細に調べた。

風圧特性の検討に際しては、平均風圧係数、変動風圧係数、ストローハル数(以下、St数)等の空気力特性の他、既往の研究では殆ど得られていない瞬時の風圧係数分布、変動風圧のパワースペクトル密度ならびにスパン方向の相関係数も測定し、角柱の風圧特性と流入気流の影響を調べると共に数値流体計算の検証としての必要なデータを求めた。

2. 実験方法

(1) 実験ケース

実験に使用したモデルは2次元角柱モデルであり、辺長比B/D(B:角柱奥行,D:角柱幅)=1.0, 2.5, 3.0の3種類を用いた。実験気流は一様流と一様乱流の2種類である。実験ケースと実験条件を表-1に示す。表-1に示す3つの辺長比を選択した理由は次の通りである。一様流の場合、2次元矩形断面柱側面の剥離流れの平均的な再付着位置は風上隅角部より約2.8D¹⁾である。一方、一様乱流の場合乱れの影響により剥離流の再付着が促進され、剥離流の平均的な再付着位置は、乱れの性状にもよるが、概ね2.0D以下⁸⁾となる。すなわち、B/D=1.0の場合、一様流、一様乱流とも完全剥離型の断面形状、B/D=3.0は一様流、一様乱流とも剥離流が再付着する断面形状、そして、B/D=2.5は一様流では完全剥離型、一様乱流では再付着型の断面形状となる。この様に流入気流の乱れによる影響がそれぞれの断面で大きく異なり、流入気流の乱れのあらゆる効果が確認できるため、これら3つの辺長比を採用した。

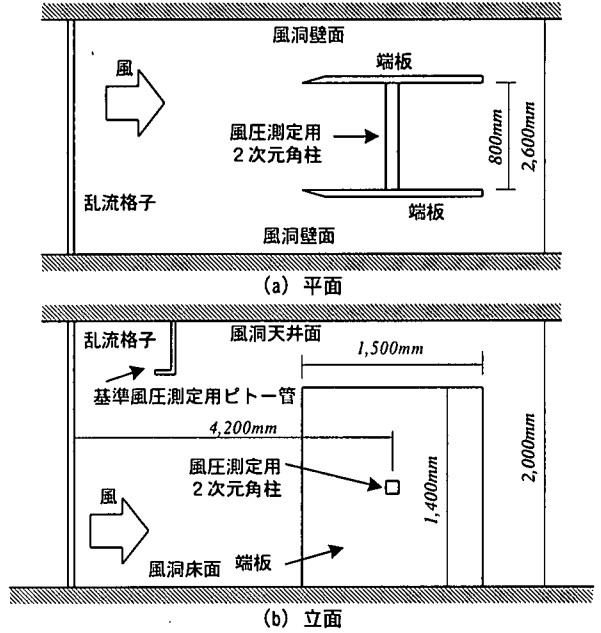


図-1 模型設置状況

(2) 実験装置ならびに実験模型

実験に使用した風洞は三井建設技術研究所所有のエッフェル型境界層風洞¹⁵⁾である。角柱の設置状況を図-1に示す。角柱の両端には2次元性を確保するため端板を設置した。一様乱流の場合、角柱から風上4.2m位置に乱流格子を設置した。使用した乱流格子は幅×奥行=40mm×30mmの角材を幅×高さ=200mm×250mmに組んだ木製格子とした。

風圧力は、角柱の風圧測定孔からビニールチューブを介して圧力変換器(PSI社製ESP-16)に導き、全点同時に測定した。ビニールチューブによる変動風圧の歪みは吉田ら¹⁶⁾の方法により補正した。

風圧測定孔は角柱中央断面にそれぞれ60点(B/D=1.0)、64点(B/D=2.5)、72点(B/D=3.0)設け、スパン方向には何れの角柱も各辺中央部にそれぞれ10点の計40点設けた。

本研究で用いたような閉鎖型測定洞により風圧力を測定する場合、閉塞率(風洞断面幅に対する角柱見附幅)により角柱側面ならびに背面の風圧力が歪められる。この閉塞率による風圧力の歪はNakamura and Ohya¹³⁾の方法により補正した。Nakamura and Ohya¹³⁾は平均風圧の補正に用いているが、変動成分に関しては確固たる根拠に基づく補正方法が無いため、本研究では瞬間的な風圧力も同様な比率で歪められていると仮定し、変動成分についても同様な補正を行った。具体的には表-1に示す辺長比毎の補正係数C_bを瞬時の側面ならびに背面の風圧力に乗じて補正した。

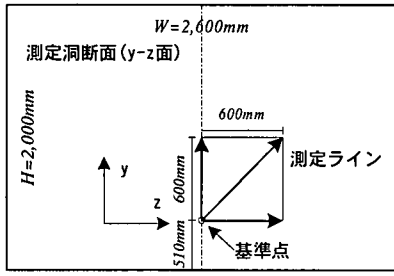


図-2 風速測定点

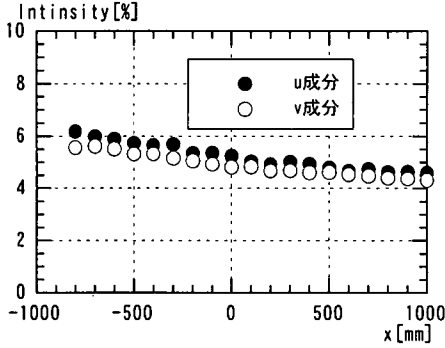


図-3 乱れ強さの主流方向分布

実験風速は約 13m/s であり、実験風速と角柱幅(D)に基づくレイノルズ数(Re 数)は $B/D=1.0(D=80\text{mm})$ で $Re=6.89 \times 10^4$, $B/D=2.5, B/D=3.0(D=60\text{mm})$ で $Re=5.16 \times 10^4$ である。

(3) 一様乱流の統計的性質

a) 測定方法

気流測定断面を図-2 に示す。気流の測定は 2 個の X 型熱線風速計を用い、一方を基準点に固定し、他方を y 方向、z 方向、斜め方向に移動させて、2 点同時に行い、角柱設置位置付近の時間に関する確率統計量を調査した。また、乱れの減衰状況を考察するため、流れ方向分布も測定した。以下、主流方向 (x 方向) 成分を u 成分、主流直角方向成分(y 方向)を v 成分という。

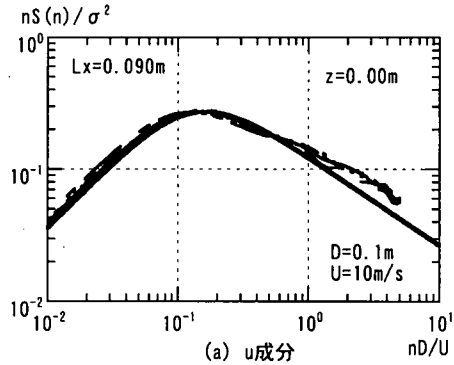
b) 主流方向の乱れ強さ分布

角柱設置位置付近の乱れ強さの x 方向分布を図-3 に示す。u 成分、v 成分の乱れ強さは下式で定義する。

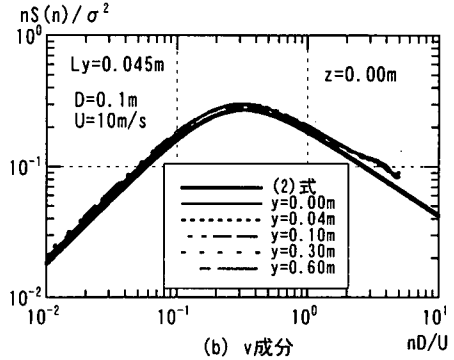
$$I_{u,i} = \frac{\sqrt{u_i'^2}}{\bar{U}_i}, \quad I_{v,i} = \frac{\sqrt{v_i'^2}}{\bar{U}_i} \quad (1a), (1b)$$

ここで、

$I_{u,i}$: 測定点 i の x 方向乱れ強さ、 $I_{v,i}$: 測定点 i の y 方向乱れ強さ、 u' : 測定点 i の風速変動の x 方向成分、 v' : 測定点 i の風速変動の y 方向成分、 \bar{U}_i : 測定点 i の平均風速



(a) u成分



(b) v成分

図-4 風速変動のパワースペクトル密度

図-3 より、 $x=-800\text{mm} \sim +1000\text{mm}$ (乱流格子から風下側 3400mm \sim 5200mm)の乱れ強さは、風下に進むに従い減衰し、その量は測定区間で約 1.5%程度の低下である。角柱設置位置の乱れ強さは u 成分で 5.3%、v 成分で 4.8%となり、u 成分と v 成分で若干乱れ強さが異なる。なお、一様流の乱れ強さは約 0.2%¹⁵⁾である。

c) 風速変動のパワースペクトル密度

主流直角断面内の u 成分、v 成分の風速変動のパワースペクトル密度を図-4 に示す。図中には下式の Karman 型パワースペクトル密度¹⁷⁾も付記する。また、図-4 中のパワースペクトル密度は各点の風速変動の分散値で無次元化している。

$$S_i(n) = \frac{4 \cdot \sigma^2 \cdot (L_x / \bar{U}_i)}{\{1 + 70.8 \cdot (n \cdot L_x / \bar{U}_i)^2\}^{5/6}} \quad (2)$$

ここで、

$S_i(n)$: i 点のパワースペクトル密度、 σ : 分散値、 \bar{U}_i : i 点の平均風速、 n : 振動数、 L_x : 乱れスケール

風速変動のパワースペクトル密度は u 成分、v 成分とも何れの測定点に於いてもほぼ Karman 型パワースペクトルの形状と一致している。但し、両成分とも若干高振動数で実験値の方が Karman 型パワースペクトルより大きめの値となる。

乱れスケールは u 成分で約 0.09m、v 成分で約 0.045m

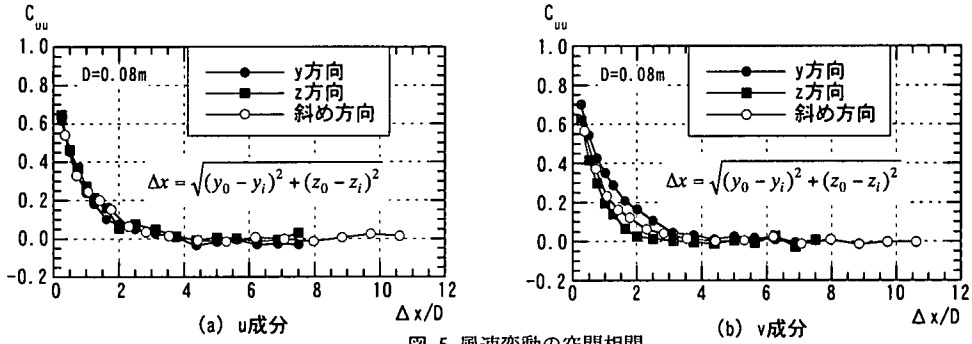


図-5 風速変動の空間相関

となる。ここで、 u 成分の乱れスケールに対する v 成分の乱れスケールの比が、 $1/2$ となっており、等方性乱流を仮定した場合の乱れスケールの性質が成り立っている。

d) 主流直角断面の風速変動の空間相関

主流直角断面内における基準点に対する u 成分、 v 成分の風速変動の相関係数を図-5 に示す。ここで、風速変動の相関係数は下式により定義する。

$$C_{uu} = \frac{\overline{u_o' u_i'}}{\sqrt{\overline{u_o'^2}} \cdot \sqrt{\overline{u_i'^2}}} \quad (3)$$

ここで、

C_{uu} ; 基準点と i 点の相関係数、 u_o' ; 基準点の風速の変動成分、 u_i' ; i 点の風速の変動成分、 $-$; 時間平均を表す。

相関係数は u 成分、 v 成分とも相関距離が遠くなるに従い 0 に漸近する。 u 成分の相関係数は y 方向、 z 方向、斜め方向ともほぼ同じ性状である。これは u 成分に対し y 方向、 z 方向、斜め方向の相関が全て横相関のためであり、等方性乱流の性状を呈している。 v 成分の相関係数は y 方向相関が最も大きな値を示し、斜め方向相関、 z 方向相関の順に小さくなる。これは v 成分の場合、 y 方向相関が縦相関となり、 z 方向相関が横相関となるためである。

等方性乱流を仮定した場合、横相関は何れの成分と方向の組み合わせでも等しくなる。よって、 v 成分の z 方向相関係数と u 成分の各方向の相関係数は同じ横相関なので等しくなるはずである。しかし、 v 成分の z 方向相関と u 成分の各方向の相関を比較すると、若干 v 成分の z 方向相関が小さめの値となる。

主流直角断面内における基準点に対する風速変動の u 成分、 v 成分のルートコヒーレンスを図-6 に示す。図中下式の Davenport の指数関数近似式¹⁸⁾も付記する。

$$\sqrt{\text{Coh}(n)} = \frac{|S_{oi}(n)|}{\sqrt{S_o(n)} \cdot \sqrt{S_i(n)}} = \exp\left\{-\frac{k \cdot n \cdot \Delta x}{U}\right\} \quad (4)$$

ここで、

$\sqrt{\text{Coh}(n)}$; 基準点と i 点のルートコヒーレンス、 $S_{oi}(n)$; 基準点と i 点のクロススペクトル密度、 Δx ; 相関距離、 k ; 相関減衰係数($k=8$ (u 成分の場合)、 $k=4$ (v 成分の場合))

ルートコヒーレンスを表す近似式として式(4)のほかに Vickery の提案式¹⁹⁾や Karman が提案した空間相関関数の近似式¹⁷⁾をフーリエ変換して得られる式²⁰⁾がある。式(4)は相関距離に係わらず振動数 0 での値が 1 となり、相関距離が遠い場合に低振動数領域で相関を高め評価する欠点がある。Vickery の式ならびに Karman の式はこのような欠点は無く等方性乱流のルートコヒーレンスを式(4)より精確に表すことが出来る。しかし、これらの式はいずれも第 2 種変形 Bessel 関数を含んでいるため実用的でない。また、本研究は数値流体計算の検証のための詳細な実験データの調査を目的のひとつとしているが、数値流体計算で流入部乱流を確率統計量に基づき擬似的に作成する際、クロススペクトル(ルートコヒーレンス)が非常に小さいと数値的に計算不可能となる²¹⁾。逆に、ルートコヒーレンスを高め評価することは、擬似的に流入部乱流を作成する場合有利となる。以上の工学的観点から、本研究では式(4)による近似状況を考察する。

ルートコヒーレンスは u 成分、 v 成分とも無次元振動数 $\Delta x \cdot n / \bar{U}$ (Δx ; 2 点間距離、 n ; 振動数、 \bar{U} ; 平均風速)が大きくなるに従い小さくなる。 u 成分では、基準点からの距離が近い場合、式(4) ($k=8$)でほぼ近似出来るが、2 点間の距離が遠くなるに従い、低振動数側での近似状況が悪くなり、ルートコヒーレンスを式(4) ($k=8$)で近似すると相関を高め評価することになる。

v 成分の場合、定性的性状は u 成分のルートコヒーレンスとほぼ同じであるが、定量的には u 成分に比べ

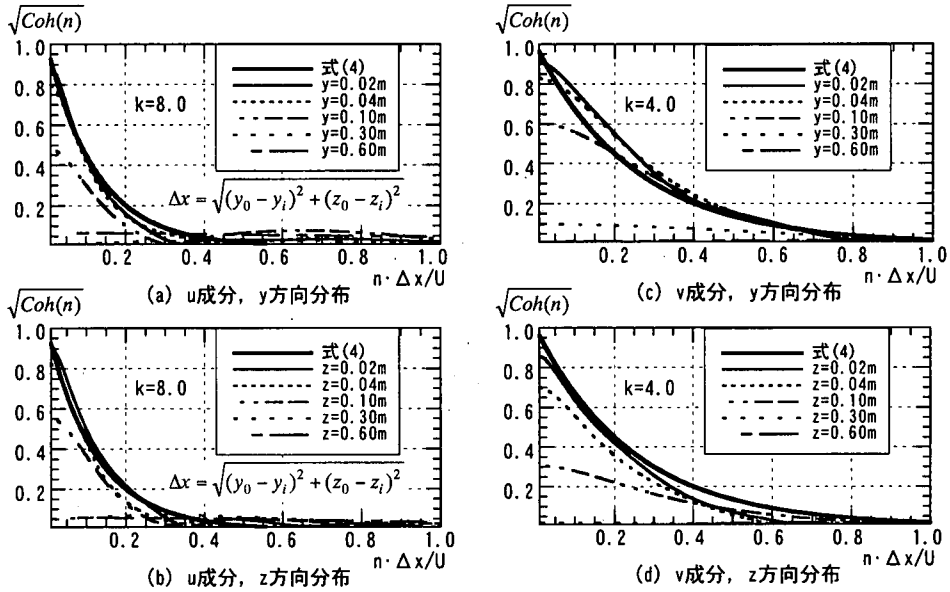


図-6 風速変動のルートコヒーレンス

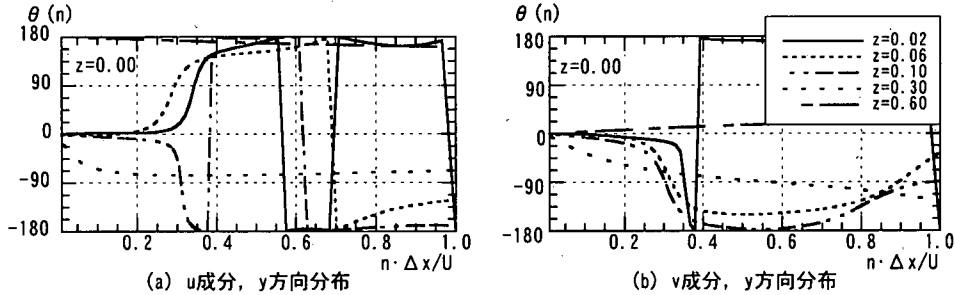


図-7 風速変動の位相差

高めの値となる。式(4) ($k=4$)で近似する場合、 y 方向のルートコヒーレンスは若干低めの評価となる。

主流直角断面内における基準点に対する風速変動の u 成分、 v 成分の振動数毎の位相差を図-7に示す。振動数毎の位相差は何れの場合にも低振動数ではほぼ0となり、相関が低い高振動数では0を中心にばらつく。高振動数で位相差がばらついているのは、高振動数での相関(ルートコヒーレンス)の値が小さいため位相差の計算が精度良く行われていないためと考えられる。因みに、等方性乱流を仮定すると位相差は理論的に0となる²²⁾。

3. 実験結果ならびに考察

(1) 空気力特性

各辺長比の平均抗力係数、変動抗力係数、変動揚力係数ならびに変動揚力のパワースペクトル密度より求めた S_r 数を表-2に示す。表-2には既往の実験結果も

併記する。抗力ならびに揚力は同時刻の風圧力を各測定点の負担面積を乗じて足し合わせて求めた。各風力係数は下式により定義する。

$$\bar{C}_D = \frac{\bar{f}_D}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 \cdot D}, \quad C_D' = \frac{\sigma_D}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 \cdot D}, \quad C_L' = \frac{\sigma_L}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2 \cdot D} \quad (5a),(5b),(5c)$$

$$\sigma_D = \sqrt{(f_D - \bar{f}_D)^2}, \quad \sigma_L = \sqrt{(f_L - \bar{f}_L)^2} \quad (6a),(6b)$$

ここで、

\bar{C}_D : 平均抗力係数, C_D' : 変動抗力係数, C_L' : 変動揚力係数, ρ : 空気密度, f_D : 抗力, f_L : 揚力, U_{ref} : 基準風圧測定用ピトー管による基準平均風速, D : 角柱幅, $-$: 時間平均を表す。

表-2より、本研究の結果は既往の実験結果と概ね一致しており、本研究の実験結果の妥当性が認められる。また、表-2より気流の乱れが各風力係数に与える影響

表-2 本実験と既往の研究の空力特性
(a) B/D=1.0

	気流条件		Re数	St数	C _p	C _D	C _D '	C _L '
	Intensity	Scale						
本研究	0.2%	—	6.89 × 10 ⁴	0.131	-1.483	2.164	0.207	1.180
	5.3%	1.12D		0.133	-1.318	1.989	0.203	1.105
中口1)	Smooth	—	2~6 × 10 ⁴	0.13	-1.50	2.10	—	—
大築23)	0.2%	—	6.5~7 × 10 ⁴	0.12	-1.35	2.08	0.11	0.82
Bearman2)	Smooth	—	6.8 × 10 ⁴	0.13	-1.40	2.19	—	—
Bearman25)	Smooth	—	4.7 × 10 ⁴	0.125	-1.65	—	—	—
溝田3)	Smooth	—	7.14 × 10 ⁴	0.125	-1.64	—	—	—
岡島4)	Smooth	—	4.2 × 10 ⁴	0.13	-1.47	—	—	—
Duaro 26)	6%	—	1.4 × 10 ⁴	0.138	—	—	—	—
Lyn 27)	2%	—	2.2 × 10 ⁴	0.132	—	—	—	—
Vickerly 7)	Smooth	—	1.0 × 10 ⁵	0.118	-1.31	2.05	—	1.32
	10%	1.33D		0.120	-0.71	—	—	0.68
Roberson 8)	0.5%	—	2.16 × 10 ⁴	—	-1.13	1.19	—	—
	4.0%	—		—	-1.06	1.85	—	—
	8.0%	—		—	-0.88	1.65	—	—
Lee 9)	0.5%	—	1.76 × 10 ⁴	0.122	-1.30	2.05	—	—
	6.5%	1.14D		0.126	-1.18	1.93	—	—
Petty 12)	Smooth	—	2.9 × 10 ⁴	—	-1.37	—	—	—
	4.0%	0.9D		—	-1.19	—	—	—
	8.0%	1.1D		—	-0.96	—	—	—
Nakamura 13)	0.12%	—	6.6 × 10 ⁴	—	-1.50	—	—	—
	6.1%	0.85D		—	-1.20	—	—	—
	10.0%	1.05D		—	-0.97	—	—	—
田村28)	0.4%	—	3.0 × 10 ⁴	—	—	2.09	—	1.05
	6.5%	0.76D		—	—	1.79	—	0.74
	14.0%	0.80D		—	—	1.49	—	0.34

(b) B/D=2.5

	気流条件		Re数	St数	C _p	C _D	C _D '	C _L '
	Intensity	Scale						
本研究	0.2%	—	5.16 × 10 ⁴	0.070	-0.746	1.562	0.054	0.256
	5.3%	1.5D		0.049, 0.169	-0.558	1.346	0.119	0.217
中口1)	Smooth	—	2~6 × 10 ⁴	0.07	-0.62	1.32	—	—
大築24)	0.2%	—	6.5~7.6 × 10 ⁴	0.06	-0.46	1.42	0.03	0.28
岡島4)	Smooth	—	4.2 × 10 ⁴	0.06, 0.12	-0.53	—	—	—

(c) B/D=3.0

	気流条件		Re数	St数	C _p	C _D	C _D '	C _L '
	Intensity	Scale						
本研究	0.2%	—	5.16 × 10 ⁴	0.163, 0.049, 0.168, 0.051	-0.641	1.472	0.070	0.137
	5.3%	1.5D		—	-0.487	1.312	0.110	0.152
中口1)	Smooth	—	2~6 × 10 ⁴	0.154	-0.50	1.23	—	—
大築24)	0.2%	—	6.5~7.6 × 10 ⁴	—	-0.35	1.26	0.05	0.31
岡島4)	Smooth	—	4.2 × 10 ⁴	0.15	-0.44	—	—	—

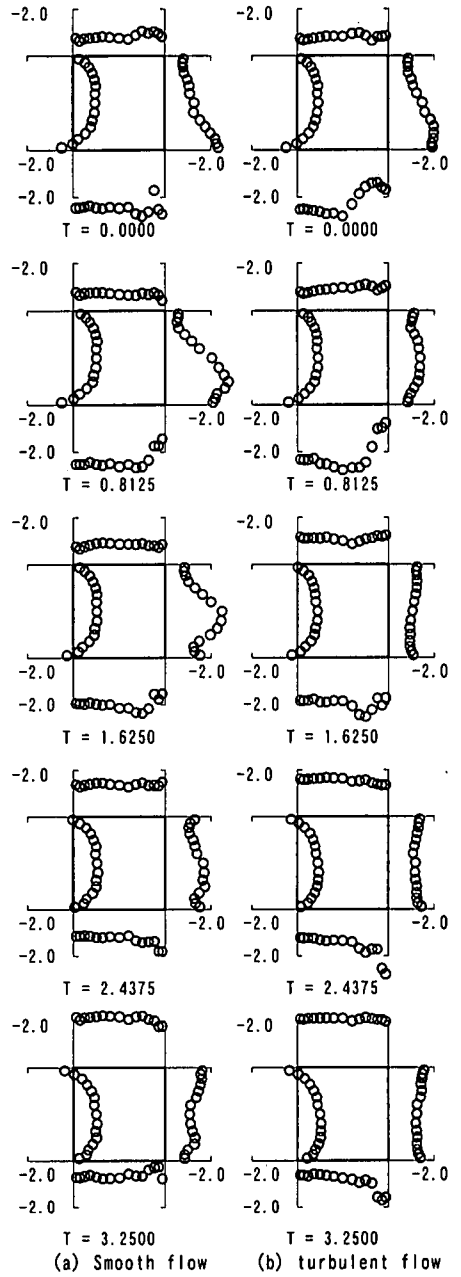


図-8 瞬間風圧係数分布 (B/D=1.0)

について次のことが言える。平均抗力係数は何れの辺長比においても気流の乱れにより小さくなる。変動抗力係数は辺長比により異なり、B/D=1.0 では一様流と一様乱流ではほぼ同じ値であるが、B/D=2.5, B/D=3.0 では一様乱流の方が大きい。変動揚力係数も辺長比により異なり、B/D=1.0, B/D=2.5 では気流の乱れにより小さくなるが B/D=3.0 では逆に大きくなる。

(2) 風圧係数分布

瞬間風圧係数、平均風圧係数ならびに変動風圧係数の定義式を下式に示す。

$$C_p = \frac{p_i - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2}, \quad \overline{C_p} = \frac{\overline{p_i - p_{ref}}}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2}, \quad C_p' = \frac{\sigma_p}{\frac{1}{2} \rho U_{ref}^2}$$

(7a),(7b),(7c)

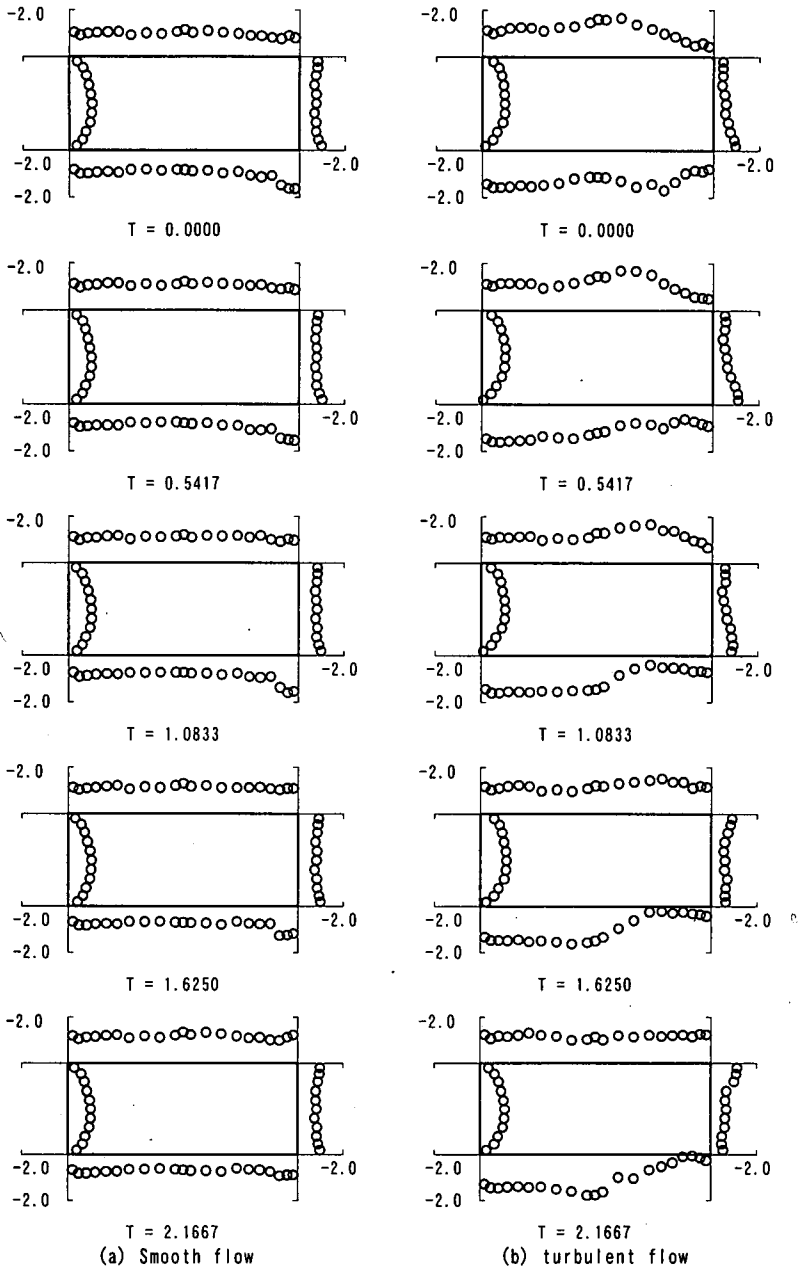


図-9 瞬間風圧係数分布 (B/D=2.5)

$$\sigma_p = \sqrt{\overline{(p_i - \bar{p}_i)^2}} \quad (8)$$

ここで、

C_p ; 瞬間風圧係数, \bar{C}_p ; 平均風圧係数, C_p' ; 変動風圧係数, p_i ; 測定点 i 点の風圧, ρ ; 空気密度, p_{ref} ; 基準風圧測定用ピトー管の基準静圧の平均値, $-$; 時間平均を表す。

a) 瞬間風圧係数分布

各実験ケースの瞬間風圧係数分布を図-8～図-10に示す。図中 T は以下に定義する無次元時間である。

$$T = \frac{T' U_{ref}}{D} \quad (9)$$

ここで、

T ; 無次元時間, T' ; 実時間, U_{ref} ; 基準平均風速, D ; 物体幅

B/D=1.0 の場合、一様流と一様乱流ではほぼ同様な挙動を示し、側面の風圧係数は St 数の振動数で全体的に大きく振幅し、かつ2つの側面では逆位相となる。ただし、その振幅は側面全体で一様でなく、風下側端

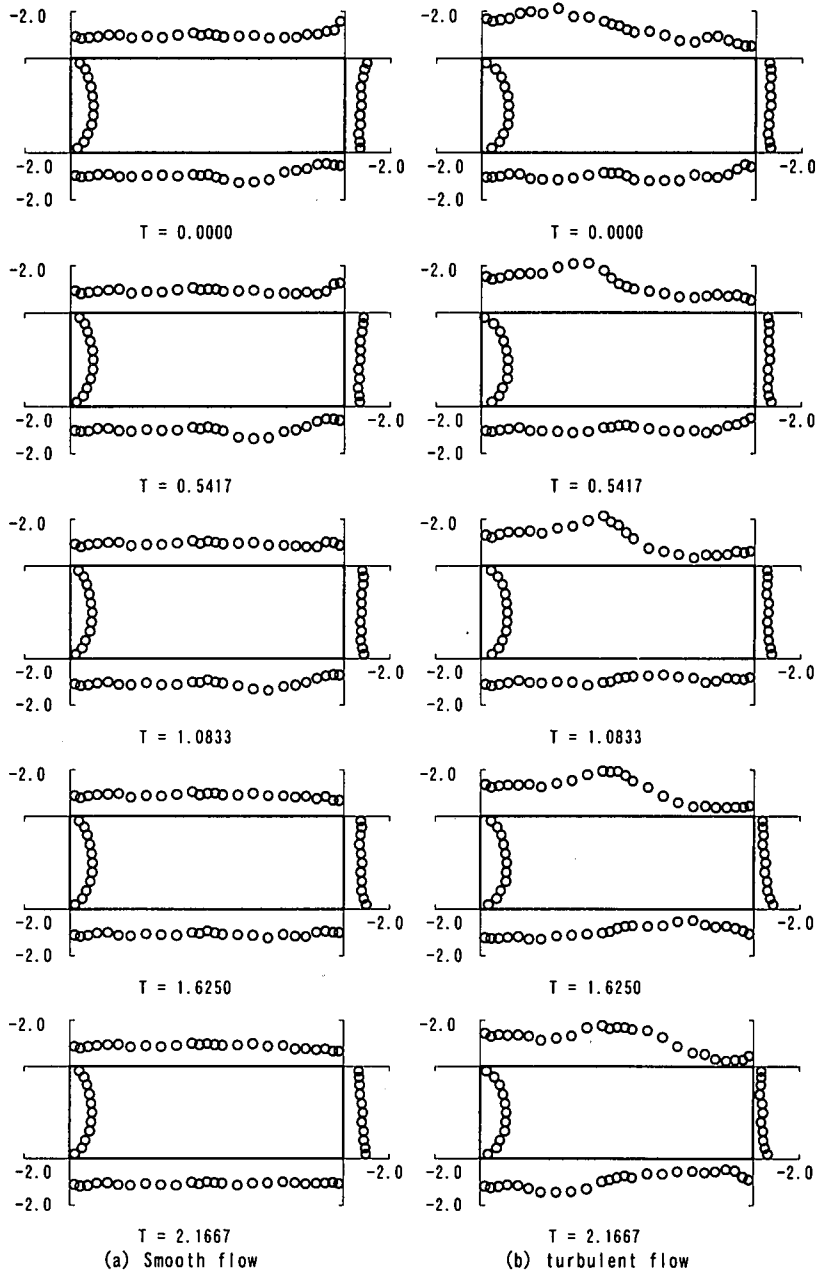


図-10 瞬間風圧係数分布 (B/D=3.0)

部付近は他の部位に比べて小さくかつ位相遅れが認められる。前面と背面の風圧係数も S_f 数の振動数で大きく変化し、一方の側面の負圧が大きくなるとその側の負圧も大きくなる。すなわち、 $B/D=1.0$ の場合、側面や背面のみならず前面もカルマン渦の影響を強く受けていることが分かる。

$B/D=2.5$ の場合、一樣流と一樣乱流では異なる挙動となる。一樣流の場合、 $B/D=1.0$ のときの様に側面全体で S_f 数の振動数で振動し、前面と背面も一方の側面の負圧が大きくなるとその側の負圧が大きくなる。た

だし、 $B/D=1.0$ の場合に比べその振幅は小さい。また、側面風下側端部付近の振幅は $B/D=1.0$ とは逆に他の部位に比べ大きい。一樣乱流の場合、2つの側面で逆位相となる変動は顕著では無くなり、側面中央部付近で負圧の極値が発生し、その極値が風下へ移流する挙動が見られる。これは風上前縁からの剥離流が側面で再付着しているためと考えられる。

$B/D=3.0$ の場合も一樣流と一樣乱流で異なる挙動となる。一樣流の場合側面の全体的な大きな変動は殆ど無く、風下側端部付近のみ圧力変動が見られる。また

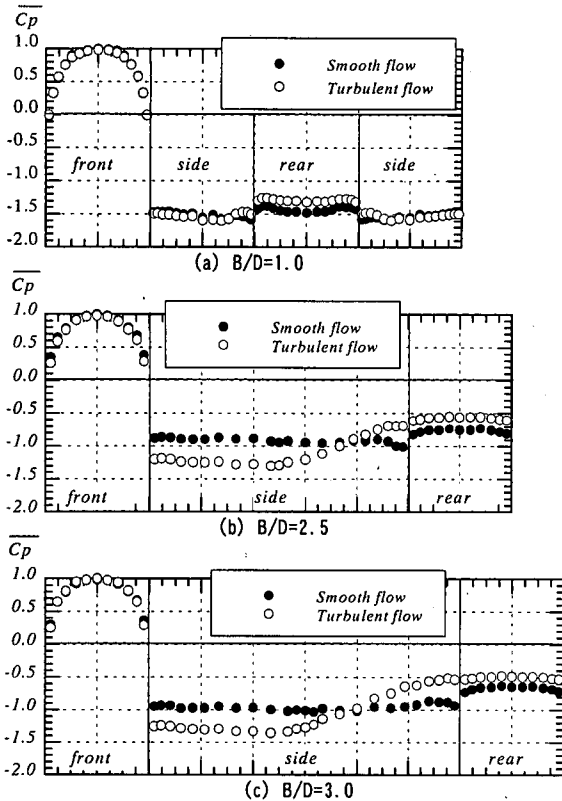


図-11 平均風圧係数分布

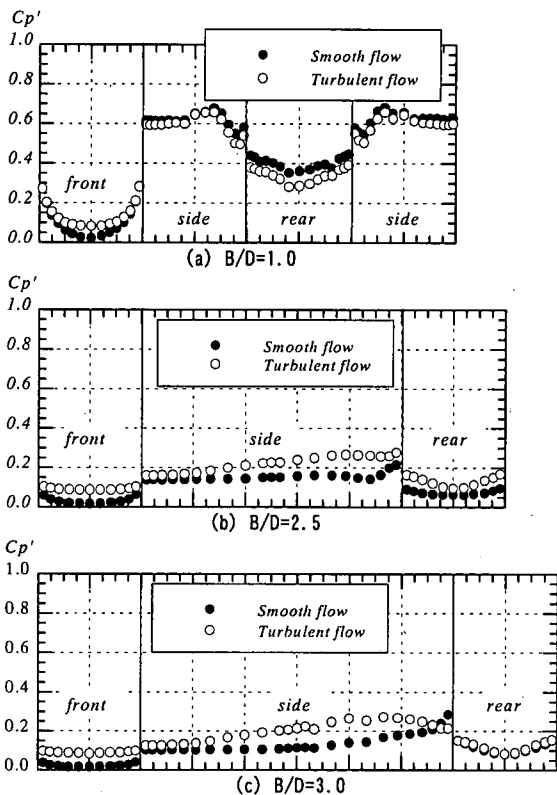


図-12 変動風圧係数分布

その周期は他の辺長比に比べ規則正しくはない。一樣乱流では $B/D=2.5$ の場合とほぼ同じ挙動となり、側面の負圧の極値が風下側へ移流する挙動が見られる。

b) 平均風圧係数分布

各実験ケースの平均風圧係数分布を図-11 に示す。
 $B/D=1.0$ の側面の平均風圧係数は一樣流と一樣乱流でほぼ同じ値となり側面全体で概して一樣な分布となるが、一樣乱流の場合風下側で若干圧力の回復が見られる。 $B/D=2.5$ の側面の平均風圧係数は、一樣流の場合ほぼ一樣な値となるが、一樣乱流の場合風上側で負圧が大きくなり、風上端部から $1.3D$ 付近より風圧力の回復が見られ、 $2D$ 付近で圧力回復の変化率が最大となる。 $B/D=3.0$ の側面の平均風圧係数は一樣流、一樣乱流とも $B/D=2.5$ と殆ど同じ性状であるが、一樣流の場合、風下側隅角部付近で僅かな回復が認められ、 $B/D=2.5$ とは若干異なる性状となる。

背面の平均風圧係数は、定量的には異なるが、何れの辺長比とも定性的にはほぼ同様の傾向となり、概ね一樣の分布となる。また乱れによる影響は、何れの辺長比の場合も同様で、気流の乱れにより背面の風圧係数の回復がみられる。この傾向は、矩形断面柱の乱れによる影響の顕著な性状であり、既往の実験結果とも一致している。Nakamura and Ohya¹³⁾によれば、 $B/D=1.0$

の様な乱流中においても完全剥離型($B/D=0.2\sim 1.0$)となる角柱の乱れによる効果は、小スケール($Lx/D=0.1$)の乱れは剥離せん断層の連行効果を強め、大スケール($Lx/D=1$)の乱れはカルマン渦が弱められ抵抗が減少するとされている。本実験の乱れスケールは Nakamura and Ohya¹³⁾という大スケールとなる。よって $B/D=1.0$ のときに背圧が回復するのは乱れによりカルマン渦が弱められたためと考えられるが、後述するスパン方向の相関係数が一樣流と一樣乱流とで差異が小さいことから、必ずしもカルマン渦が弱められたためではないものと考えられる。なお、Nakamura and Ohya¹³⁾においても $B/D=1.0$ の場合スパン方向の相関が乱れの影響により大きくなり、 $B/D=1.0$ の場合再考が必要と述べられている。

c) 変動風圧係数分布

各実験ケースの変動風圧係数分布を図-12 に示す。
 前面の変動風圧係数の分布は、 $B/D=1.0$ の場合、一樣流では中央部で概ね 0 となり、隅角部に進むに従い大きくなり約 0.3 程度となる。一樣乱流の場合、隅角部では一樣流と同じ値であるが、中央部では約 0.1 となり一樣流とは異なる。 $B/D=2.5$ と 3.0 ではほぼ同じ性状を示し、一樣流では中央部で概ね 0 となり、隅角部に進むに従い大きくなる。しかし、隅角部付近の変動風

圧係数は約 0.05 であり、 $B/D=1.0$ の場合とは定量的に異なる。一樣乱流の場合、一樣流の場合に比べ、中央部だけではなく全体的に大きくなる。

$B/D=1.0$ の側面の変動風圧係数は、一樣流と一樣乱流でほぼ同様な分布を示しており、風下側で値が減少する分布となる。定量的には一樣流の方が一樣乱流より若干大きめの値である。

$B/D=2.5$ の側面の変動風圧係数は、一樣流の場合ほぼ一樣な分布であるが、風下端部付近で若干上昇する。一方、一樣乱流では風上端部から風下に進むに従い僅かではあるが徐々に大きくなり、風上端部から $2D$ 付近で最大となりそれ以降僅かに減少する。石崎・桂²⁹⁾によれば平均風圧係数の回復率が最大となり、かつ変動風圧係数が最大となる位置が剥離流の平均的な再付着点となる。このことから $B/D=2.5$ の場合一樣流では完全剥離の流れ場、一樣乱流では風上端部から $2D$ 付近で再付着する流れ場となっていることが認められる。

$B/D=3.0$ の場合、石崎・桂²⁹⁾の風圧係数分布による再付着点の予測では一樣乱流の場合、 $B/D=2.5$ と同様風上から $2D$ 付近で再付着しているものと思われる。しかし、一樣流の場合この予測方法による判断は難しい。ただし、瞬間風圧係数分布の挙動は $B/D=2.5$ とは異なるため、 $B/D=3.0$ の場合、 $B/D=2.5$ の様に完全剥離型ではないと考えられる。

乱れによる背面の変動風圧係数への影響は各辺長比により、定量的にも定性的にも異なる。 $B/D=1.0$ の場合気流の乱れにより変動風圧係数が小さくなる。 $B/D=2.5$ では逆に大きくなり、 $B/D=3.0$ では殆ど変化が無い。これらは各辺長比における角柱周りの流れの違いによるものと考えられる。すなわち、 $B/D=1.0$ では一樣流、一樣乱流とも完全剥離型であり、 $B/D=2.5$ では一樣流では完全剥離型、一樣乱流では再付着型、 $B/D=3.0$ では一樣流、一樣乱流とも再付着型の流れ場となり辺長比により気流の乱れによる流れの変化が異なるためと考えられる。

(3) 変動風圧のワースペクトル密度

$B/D=1.0$ の場合の変動風圧のワースペクトル密度を図-13 に示す。前面のワースペクトル密度は、一樣流の場合中央部から隅角部に進むに従い S_f 数成分の変動が大きくなる。このピークは鋭く、他の振動数成分は殆ど無い。一樣乱流の場合、中央部では主流方向の風速変動のワースペクトル密度形状と同じ振動数で緩やかなピークをもち、隅角部に進むに従い S_f 数成分の変動が大きくなる。ただし、一樣流ほどは鋭くない。よって、一樣乱流における前面の変動風圧は中央部では気流の乱れに起因し、隅角部に進むに従い

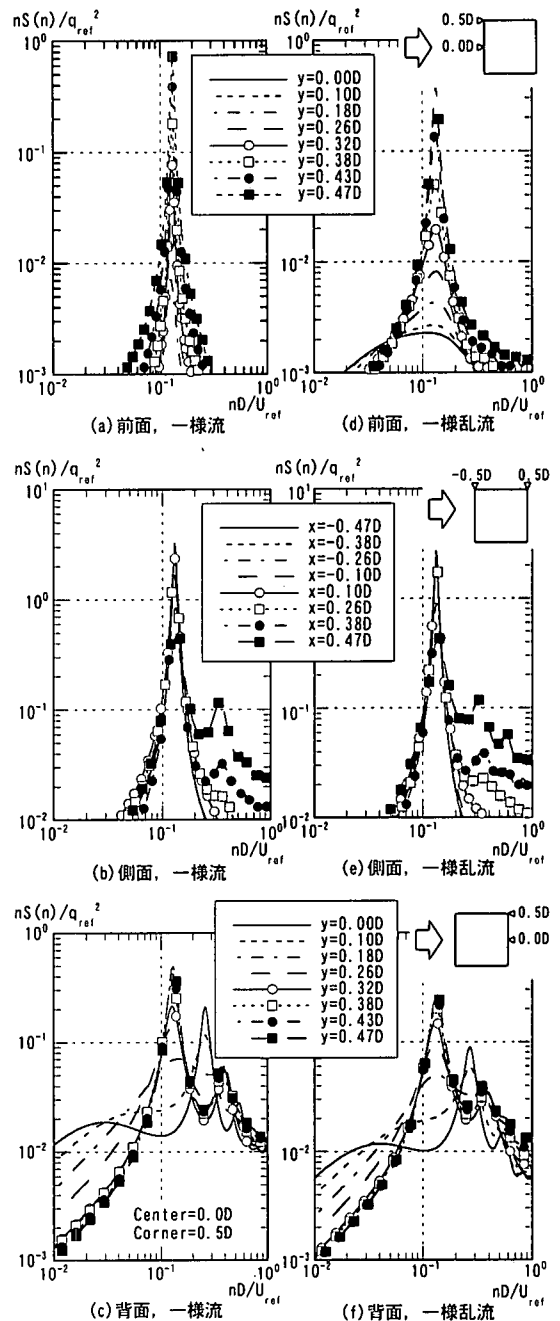
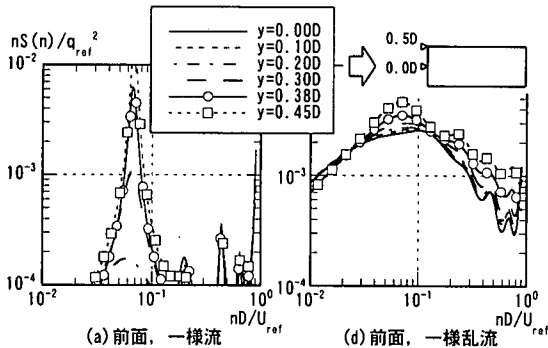


図-13 変動風圧のワースペクトル密度($B/D=1.0$)

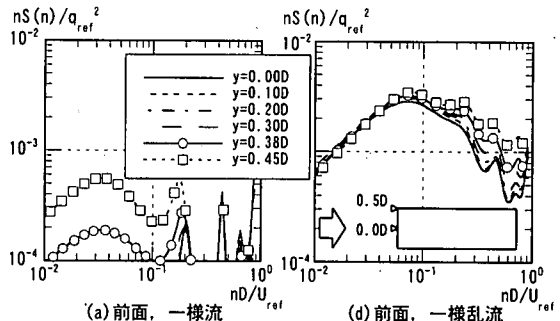
気流の乱れからカルマン渦による変動へと変化していることが分かる。また一樣流、一樣乱流ともカルマン渦の影響が前面に強く現れている。

側面のワースペクトル密度は一樣流と一樣乱流でほぼ同じ性状を示し、風上端部では S_f 数成分のみの変動であるが、風下に進むに従い S_f 数成分が僅かに小さくなり、かつ高振動数でピークをもつ。ただし、この高振動数成分は S_f 数成分より 1 order 小さい。側面風



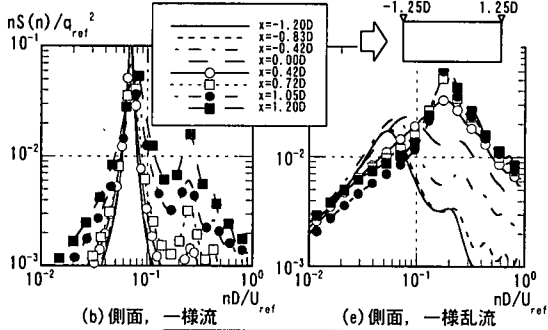
(a) 前面、一様流

(d) 前面、一様乱流



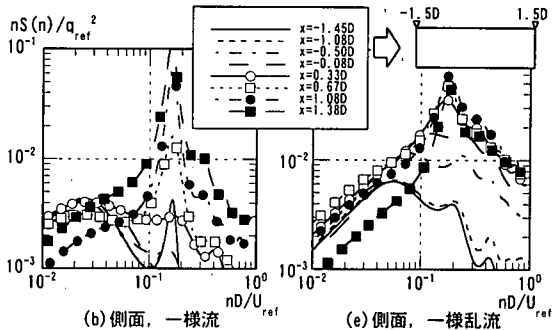
(a) 前面、一様流

(d) 前面、一様乱流



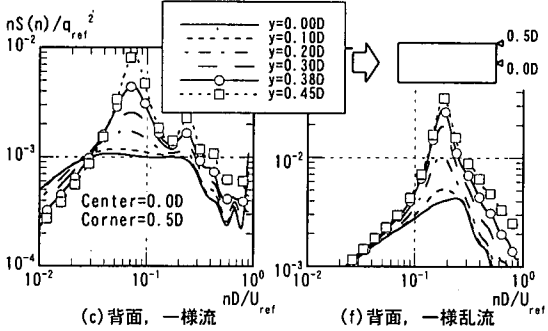
(b) 側面、一様流

(e) 側面、一様乱流



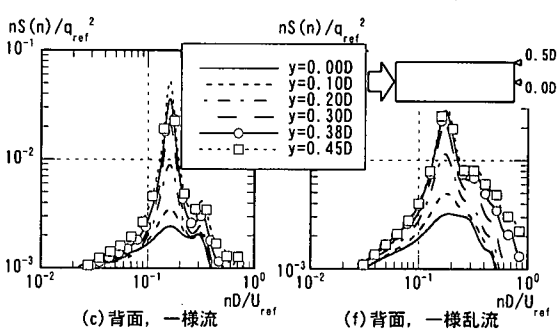
(b) 側面、一様流

(e) 側面、一様乱流



(c) 背面、一様流

(f) 背面、一様乱流



(c) 背面、一様流

(f) 背面、一様乱流

図-14 変動風圧のパワースペクトル密度(B/D=2.5)

図-15 変動風圧のパワースペクトル密度(B/D=3.0)

下側のパワースペクトル密度形状は背面端部付近のパワースペクトル密度形状に類似していることから、この高振動数成分は角柱背後の流れの影響と思われる。

背面のパワースペクトル密度も一様流と一様乱流でほぼ同じ性状となり、隅角部では St 数成分のピークと成分としては St 数成分よりは 1 order 小さいが、高振動数側にピークをもつ形状となる。中央部に進むに従い St 数の 2 倍の無次元振動数 0.262 で 1 つのピークをもつ形状となる。また側面同様僅かに一様乱流の方がピーク成分は緩やかである。

B/D=2.5 の場合の変動風圧のパワースペクトル密度を図-14 に示す。前面のパワースペクトル密度は一様流の場合中央部の変動成分は殆どなく、隅角部に進むに従い St 数成分にピークをもつ形状となる。但し B/D=1.0 に比べて値はかなり小さくカルマン渦の影響は B/D=1.0 より小さい。一様乱流では一様流とは全く異なり、風速変動のパワースペクトル密度とほぼ同じ

形状となっており、隅角部で僅かに St 数成分が大きくなる形状となる。このことより、一様乱流の場合の B/D=2.5 の前面の圧力変動は風速変動に起因していることが分かる。

側面のパワースペクトル密度は、一様流の場合風上隅角部で St 数成分の鋭いピークをもち、風下に進むに従いこのピークが僅かに緩やかになりかつ St 数成分より 1 order 小さいが高振動数で成分をもつ形状となる。この定性的傾向は完全剥離型の B/D=1.0 と同様である。一様乱流の場合、風上端部付近では無次元振動数 0.051 で緩やかなピークを持つ。側面中央から風下に進むに従いこの成分が小さくなりかつ無次元振動数 0.168 のピークが大きくなる。風上端部からの剥離渦の平均的な再付着点 ($x=+0.75D$) 付近以降風下側ではほぼ同じ形状となっている。一様乱流中の B/D=2.5 の場合、流れが概して再付着していることから、無次元振動数 0.051 のピークは前縁からの剥離に起因し、無次元振動

数0.168は後縁剥離に起因しているものと考えられる。

背面のパワースペクトル密度は、一樣流の場合隅角部で \$S_f\$ 数成分のピークと \$S_f\$ 数成分よりは1 order 小さいが高振動数に成分をもち、中央部に進むに従いこれらの成分が小さくなる。一樣乱流の場合、隅角部では側面の剥離渦の平均的な再付着点以降の測定点と同様な形状をしており、無次元振動数 0.168 付近にピークをもつ形状となる。中央部に進むに従いそのピーク成分が徐々に小さくなる。

\$B/D=3.0\$ の場合の変動風圧パワースペクトル密度を図-15 に示す。前面のパワースペクトル密度は、一樣流では変動成分がかなり小さいため、パワースペクトル密度形状は特に意味を有するものではない。一樣乱流の場合 \$B/D=2.5\$ と同様すべての測定点で風速変動のパワースペクトル密度と同様な形状となっており、隅角部付近で僅かに \$S_f\$ 数成分が大きくなっている。

側面のパワースペクトル密度は、一樣流の場合無次元振動数 0.049 の緩やかなピークと無次元振動数 0.163 のピークを有する形状となり、風下に進むに従い無次元振動数 0.049 の緩やかなピークの変動成分が低下し、かつ無次元振動数 0.163 のピークが大きくなる。一樣乱流の場合、定性的傾向は一樣流の場合とほぼ同様であるが、無次元振動数 0.163 のピークが緩やかとなる。

背面のパワースペクトル密度は、一樣流と一樣乱流でほぼ同じ性状を示しており隅角部で側面風下端部と同様に無次元振動数 0.167 付近にピークをもつ形状となり中央部に進むに従いそのピーク成分が低下する。ピーク形状は一樣流の方が鋭い。

(4) スパン方向の相関係数

各辺長比の側面中央部ならびに背面中央部のスパン方向(\$z\$ 方向)の変動風圧の相関係数を図-16 に示す。変動風圧の相関係数は下式により定義する。

$$C_{pp} = \frac{\overline{p_o' p_i'}}{\sqrt{\overline{p_o'^2}} \cdot \sqrt{\overline{p_i'^2}}} \quad (9)$$

ここで、

\$C_{pp}\$: 基準点と \$i\$ 点の相関係数、 \$p_o'\$: 基準点の風圧の変動成分、 \$p_i'\$: \$i\$ 点の風圧の変動成分

\$B/D=1.0\$ の場合、側面の相関係数は一樣流より一樣乱流のほうが僅かに小さい。この定性的傾向は Nakamura and Ohya¹³⁾ と同じである。一方、背面では逆に一樣乱流のほうが僅かに相関が高い。ただし、側面、背面とも他の辺長比の場合に比べ、気流の乱れによる差異は小さい。

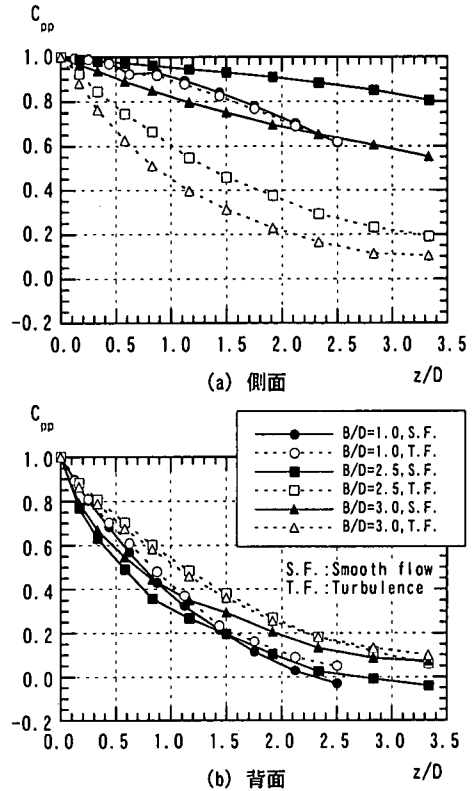


図-16 スパン方向の変動風圧の相関

\$B/D=2.5\$ と \$B/D=3.0\$ は定性的にはほぼ同じ性状である。すなわち側面では一樣流の場合、高い相関となっているが、一樣乱流では一樣流に比べかなり小さい。背面では逆に \$B/D=1.0\$ と同様一樣乱流のほうが大きい。ただし、\$B/D=1.0\$ に比べ \$B/D=2.5\$、\$B/D=3.0\$ の方がその差異は大きく、更に \$B/D=2.5\$ と \$B/D=3.0\$ では \$B/D=2.5\$ の方が差異は大きい。\$B/D=2.5\$ と \$B/D=3.0\$ の場合、側面の相関が気流の乱れにより小さくなるのは気流の乱れが直接的に影響していることも考えられるが、寧ろ気流の乱れにより風上端部からの剥離せん断層の再付着点が風上側に移動し、その結果、スパン方向の風圧測定点と剥離渦の平均的な形成位置との相対的な位置のずれが大きな原因と思われる。

背面の相関が一樣流と一樣乱流で異なるのは、風上端部からの剥離せん断層が完全剥離型と再付着型との違いによるものと考えられる。これは一樣乱流において \$B/D=2.5\$ と \$B/D=3.0\$ とも再付着型となる場合に背面の相関係数が定量的にほぼ等しく、完全剥離型となる一樣流での \$B/D=2.5\$ の相関係数が一樣流、一樣乱流とも完全剥離型の \$B/D=1.0\$ の相関係数とほぼ等しいことから類推できる。また一樣流で

B/D=3.0の背面の相関係数がB/D=2.5より若干高いのは、B/D=3.0の一樣流の場合、概して再付着型となっているためと考えられる。

4. おわりに

本研究では、一樣流中ならびに確率統計量が詳細に得られている一樣乱流中における角柱に作用する風圧力の全点同時測定を行い、風圧特性を詳細に検討すると共に、気流の影響について考察した。本研究により得られた風圧特性は、既往の実験結果に比べかなり詳細であり、今までにない調査考察が行われた。また、一樣乱流の実験では気流のスペクトルや相関など乱れに関する詳細な確率統計量を調べており、この結果と併せて今後数値流体計算の検証等に十分用いることができるものと考えられる。以下に本研究で得られた知見を述べる。

- 1) 流入気流の乱れに関係無く、完全剥離型断面では角柱前面もカルマン渦の影響が現れ、それは辺長比が小さいほど顕著となる。
- 2) 流入気流の乱れに関係無く、再付着型断面では側面中央部で瞬間風圧係数のピークが生じ、以後そのピークは風下に移流する。
- 3) 何れの辺長比に於いても、角柱まわりの流れは流入部に乱れを与えると剥離せん断流の再付着が促進され、かつ背面の平均風圧係数が回復する。また、前面の変動風圧係数が大きくなる。この現象は気流の乱れに起因するため、前面の変動風圧のパワースペクトル密度形状は風速変動のそれに類似している。
- 4) 辺長比(B/D)が大きい断面の場合、流入気流の乱れにより側面風上側の平均風圧係数が増加する。
- 5) スパン方向の変動風圧の相関係数に及ぼす流入気流の乱れの影響は、何れの辺長比においても定性的には同じであり、流入部に乱れを与えることにより側面の相関係数は小さくなり、背面の相関係数は逆に大きくなる。
- 6) 乱流格子を用いて作成した一樣乱流は、概ね等方性乱流の性状を呈しているが、主流方向の乱れ強さが主流直角方向の乱れ強さより僅かに大きいこと、主流方向成分を基準にした場合の横相関と主流直角方向成分を基準にした場合の横相関には若干の差異が認められ、厳密には等方性とは異なる性状となる。
- 7) 一樣乱流のパワースペクトル密度は Karman 型パワースペクトルで、周波数空間における相関(ルートコヒーレンス)は Davenport の指数関数型で概ね近似できることが分かった。

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, pp1-5, 1968.1.
- 2) Bearman, P.W. and Trueman, D.M.: An investigation of the flow around rectangular cylinders, *The Aeronautical Quarterly*, Vol.23, pp.229-237, 1972.8.
- 3) 溝田武人, 岡島厚: 一樣流中にある断面比0.4~1.5角柱まわりの剥離流れと流体力の変化について, 第7回風工学シンポジウム, pp.75-81, 1982.
- 4) 岡島厚: 様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, 1983年9月.
- 5) 上森康幹, 崔恒, 神田順: 基本断面角柱に作用する変動風力特性, 第11回風工学シンポジウム, pp.161-166, 1990.
- 6) 浅見豊, 山田正明: 矩形断面高層建物の風振動に関する実験的研究, 第11回風工学シンポジウム, pp.209-214, 1990.
- 7) Vickery, B.J.: Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream, *J. Fluid Mech.*, Vol.25, part3, pp.481-494, 1966.
- 8) Roberson, J.A., Lin, C.Y., Rutherford, G.S. and Stine, M.D.: Turbulence effects on drag of sharp-edged bodies, *J. Hydraulics Division ASCE*, pp.1187-1203, 1972.7.
- 9) Lee, B.E.: The effect of turbulence on the surface pressure field of a square prism, *J. Fluid Mech.*, Vol.69, pp.263-282, 1975.
- 10) 宮崎正男, 宮田利雄, 伊藤学: 乱流中の角柱周りの定常・非定常圧力分布特性, 第6回風工学シンポジウム, pp.177-184, 1980.
- 11) Lee, B.E.: Some effects of turbulence scale on the mean forces on a bluff body, *J. Industrial Aerodynamics 1*, pp.361-370, 1975.
- 12) Petty, D.G.: The effects of turbulence intensity and scale on the flow past square prisms, *J. Industrial Aerodynamics 3*, pp.247-252, 1979.
- 13) 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.
- 14) 例えば, 野田博, 中山昭彦, 長谷川功: 一樣乱流中における正方形角柱周りのLES, 日本建築学会大会学術公演梗概集B-1, pp.271-272, 1999.9.
- 15) 野田博, 長谷川功: 新設エッフェル型境界層風洞: 日本風工学会誌, 第54号, pp.47-54, 1993.
- 16) 吉田正邦, 本郷剛, 鈴木雅晴, 大熊武司, 丸川比佐夫: 変動風圧における導圧管の周波数特性, 風工学シンポジウム, pp.307-312, 1986.12.

- 17) Karman ,Th. Von. : Progress in the statistical theory on turbulence, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, Vol.34, 1948.
- 18) Davenport ,A.G. : The spectrum of horizontal gustiness in high winds, *Quart. J.Roy.Meteor.*, 86, Soc., 87, pp.194-211, 1961.
- 19) Vickery ,B.J. : On the flow behind a coarse grid and its use a model of atmospheric turbulence in studies related to wind loads on buildings, *NPL Aero Report 1143*, 1965.
- 20) 前田潤滋, 牧野稔:大気乱流の平均方向成分の統計的性質に関する研究, 日本建築学会論文報告集第 287 号, pp.77-86, 1980.1.
- 21) 野田博, 中山昭彦, 長谷川功: 数値流体計算のための流入部乱流の作成に関する研究, 日本風工学会誌, 第 79 号, pp.169-170, 1999.5.
- 22) 例えば, Batchelor ,G.K. : *The Theory of Homogenous Turbulence*, Cambridge, Univ. Press, 1953.
- 23) 大築志夫, 藤井邦雄, 鷺津久一郎, 大屋昭男: 一様流中におかれた 2 次元静止矩形柱の空力 3 分力特性と圧力分布について, 第 5 回構造物の耐風性に関するシンポジウム, pp.169-175, 1978.
- 24) 大築志夫, 藤井邦雄, 鷺津久一郎, 大屋昭男: 一様流中におかれた 2 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, pp.153-159, 1980.
- 25) Bearman ,P.W. and Obasaju ,E.D. : An experimental study of pressure fluctuation on fixed and oscillating square-section cylinder. *J.Fluid Mech.*, Vol.119, pp.297-321, 1982.
- 26) Duaro,D.F.G. , Heitor,M.V. and Pereira ,J.C.F. : Measurement of turbulent and periodic flows around a square cross-section cylinder. *Exps. Fluids*, Vol.6, pp.298-304, 1988.
- 27) Lyn,D.A. and Rodi,W. : The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder, *J.Fluid Mech.*, Vol.264, pp.353-376, 1994.
- 28) 田村哲郎, 宮城哲矢: 正方形角柱の空力特性と与える隅角部形状効果の物理機構に関する系統的研究, 日本建築学会構造系論文集第 514 号, pp.51-58, 1998.12.
- 29) 石崎澁雄, 桂順次: 細長い長方形断面をもつ 2 次元模型の側面における風圧変動の相関分布について, 日本建築学会論文報告集, 第 220 号, pp.29-34, 1974.6.

(2000. 3. 1 受付)

EXPERIMENTAL STUDY ON THE SURFACE PRESSURES OF RECTANGULAR CYLINDERS IN A SMOOTH FLOW AND IN A FREE STREAM TURBULENCE

Hiroshi NODA and Akihiko NAKAYAMA

The instantaneous surface-pressure distributions on two-dimensional rectangular cylinders of varying length to ratio, in a smooth uniform flow and in a homogeneous turbulent flow, have been measured and the effects of the free-stream turbulence have been investigated by analyzing such as quantities as the power and co-spectra and the spanwise correlations of the simultaneously measured pressure distributions. When the length to width ratio is small so that the separated flow does not reattach on the side wall, the pressure fluctuations on front surface is influenced by the vortex shedding whether or not there is turbulence in the free stream. When this ratio is larger and the flow reattach, the front-surface pressure does not show periodicity but a negative peak appears on the side wall periodically and propagates downstream.