直列配列2角柱に作用する変動流体力*
(主流に小さな乱れを与えた場合)

坂本 弘 志**, 羽二生 博之**, 小畑 芳 弘**

Fluctuating Forces Acting on Two Square Prisms in Tandem Arrangement
(In Case of Small Free-Stream Turbulence)

Hiroshi Sakamoto, Hiroyuki Haniu, and Yoshihiro OBATA

Fluctuating fluid forces acting on two square prisms of the same dimension in tandem arrangement under small free-stream turbulence ($\sqrt{u'^2}/U_0=1.4\%$) were studied experimentally. Measurements of the fluid forces and the Strouhal number for the spacing ratio between two prisms s/w (s : spacing between two prisms, w : width of prism) up to 10 yielded the following results: (i) Jump phenomenon which appears at $s/w=3$ in a smooth free-stream appears in the region $2.1 \leq s/w \leq 3.0$ and the flow pattern becomes unstable when small turbulence is introduced in the free-stream. (ii) A method of obtaining the fluid forces in the jump-flow region where two flow patterns appear intermittently was introduced. (iii) Under a small turbulence in the free-stream, both the fluid forces and Strouhal number were found to change considerably compared to those of smooth free-stream. (iv) Distribution of the Strouhal number with s/w was classified into four regions, and the characteristics of the vortex pattern for each region were clarified.

Key Words: Unsteady Flow Measurement, Two Square Prisms, Jump Flow, Free-stream Turbulence, Fluctuating Fluid Forces

1. ま え が き

円柱や角柱のようなはく離を伴う近接した二つの柱状物体の相互干渉に基づく空力不安定現象は、地上あるいは海洋における複数構造物等において認められるものであり、重要な問題として認識されている。とくに直列に配列された2円柱においては s/d (s : 2円柱間距離, d : 円柱直径) が2.5~2.8, 正方形断面を有する2角柱においては s/w (w : 角柱幅) が3.0なる跳躍(または臨界)間隔で流れの諸特性が急変する。この跳躍間隔において物体に作用する流体力がある時間間隔をもって急変するならば、それもまた一つの大きな非定常力としてみなし得ることができ、物体の空力不安定現象を明らかにするうえで重要である。

亜臨界域における2円柱に関しては、二つの流動パターンの出現ひん度とそれらの持続時間の相違に基づいて $2.5 \leq s/d \leq 2.8$ なる間隔で双安定流れが発生する^{(1)~(5)}。一方2角柱においては $s/w=3$ のみで双安定流れが発生し、かつ一つの流動パターンの持続時間は極めて長い⁽⁶⁾⁽⁷⁾。しかし角柱においても工学上しばしば

遭遇する主流に乱れを含むような場合には、主流に乱れを有する直列2円柱の場合のように⁽⁸⁾、増大した跳躍間隔で流れの諸特性が急変することが考えられる。

本研究はこのような観点に立って、主流に乱れを与えた場合、ある間隔をもった s/w で発生する直列2角柱の跳躍現象に注目し、これまで明らかにされていないそれぞれの流動パターンにおける流体力特性、一つのパターンの出現ひん度ならびに持続時間などを明らかにしたものであり、あわせて2角柱間隔を種々変化させ、前報⁽⁶⁾で報告した主流に乱れがない場合における流体力諸特性と主流に乱れがある場合におけるそれらの結果との比較検討を行ったものである。

2. 実 験 装 置

本研究において使用した実験装置は前報⁽⁶⁾と同一である。風洞は43 cm×40 cm×400 cmの試験部を有する環流形風洞である。供試物体は前報と同様に正方形断面を有する一辺の幅 w が42 mmの角柱を採用した。角柱に作用する定常および非定常流体力は本研究室で試作した流体力測定装置を用いて行った。実験は主流の速度 U_0 を16 m/s一定とし、図1に示すように角柱の間隔 s/w を10までの範囲で種々変化させ、それぞれにおける各諸量の測定を行った。測定結果の

* 昭和61年9月28日 北海道支部第28回講演会において講演、原稿受付 昭和61年3月22日。

** 正員、北見工業大学 (〒090 北見市公園町165)。

統計処理は、マイクロコンピュータによって行った。

3. 近寄り流れの特性

角柱への近寄り流れは一樣であって、角柱の幅 w を代表長さとしてのレイノルズ数は、 4.42×10^4 の一定値に保持した。主流の流れは、試験部入口に直径 1.5 mm のピアノ線で構成された乱流発生格子（格子間隔 22 mm）を設置することによって得られたものであり、上流側角柱設置予定位置（乱流発生格子から $X=584$ mm）における乱れ度 $\sqrt{u'^2}/U_0$ は 1.4% で、 u' に関する流れ方向の積分長さスケールは $0.13w$ である。なお $\sqrt{u'^2}/U_0$ の ± 50 mm (y, z 方向) の範囲における偏差は、 $\pm 3.0\%$ の程度であった。

4. 結果および考察

4.1 流体力の変動波形 図 2 (a) および (b) は領域 I (2 角柱間に準定常渦が形成される領域)、領域 II (二つの流動パターンが存在する領域) および領域 III (両物体から周期性のある渦が放出される領域) における下流側角柱の流体力の変動波形を示したものである。縦軸に示す C_L および C_D は

$$(C_L, C_D) = (L, D) / \left(\frac{1}{2} \rho U^2 w l \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

として定義されるものである。ここに L および D は、変動揚力および変動成分を含む全抗力である。領域 I においては、下流側角柱方向に周期的に渦放出が行われるが、その巻き込みは弱いために C_L および C_D のいずれも小さな値を示している。領域 II においては、間欠的に跳躍現象が発生するために C_L および C_D のいずれも異なる二つの値が存在する。とくに C_D は、推力から抗力と符号を変え、これを非定常的にみれば大きな変動力となる。この跳躍現象は、前報で報告した Smooth flow ($\sqrt{u'^2}/U_0=0.2\%$) の場合 $s/w=3$ のみでしか発生せず、かつ一つの流動パターンは長時間持続する、極めて安定したものとなっていた。しかし小さな乱れ度 ($\sqrt{u'^2}/U_0=1.4\%$) を主流に与えた場合、跳躍現象は拡大した間隔 $2.1 \leq s/w \leq 3.0$ の範囲で発生し、かつ不安定なものに変化する。領域 III においては、上流側および下流側角柱からそれぞれ周期性のある渦放出が行われるために、大きな変動揚力および抗力が発生する。

4.2 変動波形の処理 本節では、領域 II の $2.1 \leq s/w \leq 3.0$ の跳躍間隔における各諸量を算定するための変動波形のデジタル処理方法について述べる。まず変動揚力の波形処理は、図 3 に示すような手順に基づいて行った。すなわち図 3 (a) に示すように ($s/w =$

図 1 定義図および座標系

図 2 s/w の変化に対する変動揚力および抗力の波形

図 3 変動揚力波形の処理手順

2.63 における下流側角柱の変動揚力), 小さな変動値を示す部分 (2 角柱間に準定常渦が形成される場合でモード 1 とする) と大きな変動値を示す部分 (2 角柱からそれぞれ周期性のある渦が放出される場合でモード 2 とする) とが混在しているために, 本研究では以下に示す方法でモード 1 と 2 における変動値をそれぞれ分離して処理した。

まず図 3 (b) に示すヒストグラムは

$$\tilde{C}_L(i, N) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=i+1}^{i+N} C_L^2(j)} \quad \text{..... (2)}$$

として定義されるデジタル化された i 番めのデータから N 個めまでのデータに対応する時間間隔 (本実験では各々の変動波形の 1 周期の時間とし, データのサンプリング間隔を ΔT_s とすると $N \times \Delta T_s$ で与えられる) における C_L (変動揚力係数の瞬時値) の RMS 値の確率密度 P_D の分布を示したものである。図から明らかに C_L の各値はモード 1 (▽印で示した領域) とモード 2 (▼印で示した領域) とにおける変動成分にそれぞれ分離され, この結果からモード 1 と 2 との境界値 (◇印で示してある) を定めることができる。したがって, この境界値をしきい値 K とし, あらかじめデジタル量として記録されている入力波形を, $C_L < K$ なる場合をモード 1, $C_L \geq K$ なる場合をモード 2 における値とし, それぞれの領域で個々に処理することによって, 変動揚力およびストローハル数の算定ができることになる。また変動揚力の RMS 値 C_{Lr} は, (b) に示す個々の C_{Lr} 値に確率密度 P_D を乗じて, それぞれの領域で積分することによっても算定できるが, 本研究では前者の方法を採用した。

次に (c) に示す結果は

図 4 時間平均および変動抗力の処理手順

$$\tilde{C}_{Lr}(i, N) = \sqrt{\frac{1}{N+1} \sum_{j=i-N/2}^{i+N/2} C_L^2(j)} \quad \text{..... (3)}$$

として定義される i 番めのデータを中心とした局所分散の変動揚力係数 $\tilde{C}_{Lr}$ を示したものである。この場合の局所加算平均の個数 N は, 各モードの持続時間を考慮して約 20 周期の時間に対応する個数とした。この結果に対して

$$D(t) = \begin{cases} 1: \tilde{C}_{Lr} \geq K \\ 0: \tilde{C}_{Lr} < K \end{cases} \quad \text{..... (4)}$$

として定義される識別関数 $D(t)$ を示したものが図 3 (d) である。(d) に示す識別関数から跳躍現象におけるモード 1 から 2 に変換する周波数 F_r および各モードの持続時間割合 E_r が算定できることになる。

また図 4 (a) に示す時間平均抗力および変動抗力に関しては, 図 4 (b) に示すように

$$\tilde{C}_D(i, N) = \frac{1}{N} \sum_{j=i+1}^{i+N} C_D(j) \quad \text{..... (5)}$$

として定義される抗力係数 C_D の確率密度 P_D の分布を求めて, モード 1 と 2 のしきい値 K (◇印で示してある) を定める。次に変動揚力の場合と同じく, あらかじめデジタル量として記録されている入力波形を, $C_D < K$ なる場合をモード 1, $C_D \geq K$ なる場合をモード 2 における値とし, 処理することによって時間平均抗力および変動抗力を算定した。

4.3 モード 1 から 2 への変換周波数 図 5 は, 前節で述べた処理手順に基づいて求めた一つのモードから他のモードへの変換周波数 F_r およびそれぞれのモードの持続時間割合 E_r (全データ時間に対してモード 2 のみが持続する場合を 100% とした) をそれぞれ示したものである。変換周波数 E_r は, それぞれのモードに変化する回数の全データ時間に対する割合として求めたものである。変換周波数 F_r は, 跳躍現象が発生する $2.1 \leq s/w \leq 3.0$ なる範囲でのほぼ中間位置 $s/w = 2.55$ で 0.028 Hz なる最大値を示し, この位置

図 5 持続時間割合とモード 1 から 2 への変換周波数

で流れは最も不安定となっていることが認められる。またモード 2 の持続時間割合は、同様に中間位置 $s/w = 2.55$ 付近で 0.5 なる値を示し、跳躍間隔の限界位置 $s/w = 2.1$ および 3.0 付近では、大部分がそれぞれのモードが支配的であることがわかる。

4・4 2 角柱に作用する流体力 図 6 および図 7 は、上流側および下流側角柱の時間平均抗力係数 $\bar{C}_D$ 、変動揚力係数 C_{L_f} および変動抗力係数 C_{D_f} を示したものであり、各諸量は次の式で定義される。

$$\left\{ \bar{C}_D, C_{L_f}, C_{D_f} = (\bar{D}, \sqrt{L_f^2}, \sqrt{D_f^2}) / \left(\frac{1}{2} \rho U_0^2 w l \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここにおける $\bar{D}$, L_f , D_f は、角柱に作用する時間平均抗力、変動揚力および変動抗力である。まず上流側角柱の $\bar{C}_D$ は、領域 I における流動パターンが存在する最大間隔 $s/w = 3$ までにおいては、 s/w の増加とともに減少している。これは 2 角柱間に流入する上流側角柱のはく離せん断層の一部の量が、 s/w が大きくなるに従って増大する結果、2 角柱間の流体が混合され、

(a) 時間平均抗力係数 $\bar{C}_D$

(b) 変動揚力係数 C_{L_f}

(c) 変動抗力係数 C_{D_f}

図 6 上流側角柱に作用する流体力

(a) 時間平均抗力係数 $\bar{C}_D$

(b) 変動揚力係数 C_{L_f}

(c) 変動抗力係数 C_{D_f}

図 7 下流側角柱に作用する流体力

背面圧が上昇するためであるものと思われる。また上流側角柱が渦放出を開始する最小間隔 $s/w=2.1$ をすぎると $\bar{C}_D$ は増加し、 $s/w=3$ で最大となっている。これは下流側角柱の存在によって抑制されていたはく離せん断層の巻き込みが、 s/w の増加とともにしだいに強くなり、その結果背面圧が大きくなるためであるものと考えられる。また下流側角柱の $\bar{C}_D$ も領域Ⅲにおける流動パターンが発生し始める $s/w=2.1$ をすぎると急激に増大し、 $s/w=3$ で最大となっている。

次に変動揚力に関しては、領域Ⅰの流動パターンを示す $s/w=3$ までにおける 2 角柱の C_{Lf} はいずれも小さく、とくに上流側角柱の C_{Lf} は渦放出が完全に抑制されるためほとんど発生しない。また $s/w=2.1$ をすぎると、2 角柱からのはく離せん断層がそれぞれの後方に強い巻き込みを開始するために、 C_{Lf} はいずれも急激に増大する。

一方、上流側および下流側角柱の C_{Dr} は、 $\bar{C}_D$ および C_{Lf} の変化とは異なった様相を呈している。すなわち領域Ⅲの流動パターンが発生し始める $s/w=2.1$ において、いずれの C_{Dr} も最大値を有し、 s/w の増加とともに減少している。これは上流側角柱からののはく離せん断層が 2 角柱間に巻き込みを開始すると、その間の流れが強く変動し始め、 s/w の増加とともにその変動が減少することによるものと思われる。なお変動抗力の波形観測から、その成分は低周波の変動と、渦放出等に基づく変動との二つから構成されていた。現在のところ、この低周波の変動は何に起因するものであるかは定かではないので、本実験ではこの成分を除去したものを示した (Smooth flow に対しては 2 とおりについて示してある。前報では低周波の変動を含む over all data を示した)。

次に 2 角柱に作用する流体力に対する主流に与えた乱れ度の影響について述べるものとする。主流に乱れがある場合に関しては、工学的重要性の認識に立脚し、これまで単独角柱についての多くの報告がなされている^{(9)~(13)}。とくに主流の乱れは、角柱からののはく離せん断層のかく乱を強め、その結果はく離せん断層は薄くなり、かつ物体側面に近づくことが明らかにされている。また乱れの流れ方向の積分長さスケール L_x も流れを支配する重要なパラメータとして認識されており、とくに中村ら⁽¹⁰⁾は正方形柱において、本実験で取扱ったような小さな L_x は、角柱の背面圧を上昇させ、かつはく離せん断層の巻き込みの強さを減少させるということを報告している。本実験で行った直列配列 2 角柱の場合、2 角柱間に準定常渦が形成される流動パターンにおいては、本実験で与えた程度の乱れ度は上

流側角柱の時間平均抗力以外の流体力に対してあまり影響を与えない。しかし 2 角柱から周期性のある渦放出が行われる領域Ⅲにおいては、本実験で採用したような小さな乱れ度さえも流体力を減少させることがわかる。したがって、今後さらに種々の乱れ度ならびに L_x の 2 角柱の流体力に対するデータの蓄積が必要とされる。

4.5 ストローハル数の分布 2 角柱のストローハル数は、いくとおりかの s/w に関して角柱の後方に設置したホットワイヤによって得られた変動速度に基づくストローハル数と変動揚力のそれとが完全に一致していたので、すべて変動揚力のスペクトル解析を行うことによってとめた。図 8 は、 s/w の変化に対する 2 角柱のストローハル数 S_t の分布を示したものである。ここにおける S_t は次の式で定義される。

$$S_t = f_c \times w / U_0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ストローハル数 S_t は、その変化の特徴に基づいて図中に示す a, b, e, f なる四つの領域に分類することができる。まず a は、 s/w の変化に対して S_t が急激に増加する $0 \leq s/w \leq 0.8$ なる領域である。Otsuki ら⁽¹⁴⁾、岡島ら⁽¹⁵⁾および五十嵐⁽¹⁶⁾は、長方形柱の辺長比を変化させた場合におけるストローハル数 S_t を測定し、 B/H (B は流れ方向の辺長さ、 H はそれと直角方向の辺長さ) $= 2 \sim 2.8$ において 2 種類のストローハル成分が存在することを明らかにしている。それは瞬間的にはどちらかの S_t が支配的となっているが、その持続時間は極めて短く、二つのパターンが混在しているものとなっている。2 角柱を一つの物体とみなせば、a なる領域でのそれらは辺長比 $B/H = 2 \sim 2.8$ なる長方形柱に相当することとなる。したがって、この領域では $B/H = 2 \sim 2.8$ なる長方形柱の場合と同じく、上流側角柱からののはく離せん断層が下流側角柱の後方に巻き込む場合と下流側角柱の側面に再付着する二つのパ

図 8 2 角柱のストローハル数の分布

図 9 渦放出の形態の相違によるフローパターンの分類

ターンが混在しているものと考えられ、 $s/w=0$ 近くでは前者のパターン、 $s/w=0.8$ に近づくと後者のパターンがそれぞれ支配的となるため S_L は増加するものと思われる。次に $0.8 \leq s/w \leq 2.1$ の b なる領域では、 s/w の増加とともに S_L は減少している。この変化の傾向は長方形柱の辺長比 $B/H=2.8 \sim 6$ までの S_L のそれと酷似している。したがって、この領域では長方形柱の場合と同じく、下流側角柱に定常的に再付着する上流側角柱のはく離せん断層は、再びその後端から周期性をもって巻き込み、それによって形成されるはく離渦の大きさは s/w の増加とともに大きくなる結果、 S_L は減少するものと思われる。さらに跳躍現象の発生する $2.1 \leq s/w \leq 3$ なる e の領域では間欠的に二つの流動パターンが存在するために、それぞれのパターンに基づく、二つの S_L が存在する。最後に $s/w \geq 3$ なる f の領域では、下流側角柱の渦放出は上流側角柱のそれと同期して行われるために両者の S_L は一致している。また主流の乱れは、2 角柱からそれぞれ渦放出が行われる領域では、Smooth flow の S_L よりも大きな値を示し、ウェーク形状を変化させていることがわかる。以上のべた S_L の変化に基づいて、2 角柱の渦放出パターンを分類すると図 9 に示すものとなる。それぞれのパターンにおける特性は上述したものである。

5. む す び

主流に小さな乱れ度 ($\sqrt{u'^2}/U_0=1.4\%$) を与えた場合における直列に配列された 2 角柱周辺の流れについて詳しく調べた結果、以下に示す結論を得た。

(1) 主流に乱れがない場合において $s/w=3$ で発生する跳躍現象は、小さな乱れ度を主流に与えることによって 2 角柱間隔 $2.1 \leq s/w \leq 3$ なる領域で発生し、かつ不安定となることが判明した。

(2) 跳躍領域における流体力ならびにストローハル数の各諸量を算定するための処理方法を提示し、具体的にこの跳躍領域における各諸量を求めた。

(3) 本実験で採用した 1.4% なる小さな乱れ度さえも、2 角柱から周期性のある渦放出が行われる $s/w \geq 3$ なる領域における流体力ならびにストローハル数のいずれも変化させることが判明した。

(4) 変動揚力のスペクトル解析に基づいて、2 角柱のストローハル数を求めた結果、 s/w に対するその分布の形状の相違に基づいて四つの領域に分類されることが判明し、それぞれの領域における渦放出のパターンの特性を明らかにすることができた。

文 献

- (1) 五十嵐, 機論, 46-406, B (昭 55), 1026.
- (2) 岡島, 機論, 44-384 (昭 53), 2663.
- (3) 森谷・ほか 3 名, 機論, 49-443, B (昭 58), 1364.
- (4) 檜和田・ほか 2 名, 機論, 48-427, B (昭 57), 499.
- (5) Kostic, Z. G. and Oka, S. N., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15-2 (1972-2), 279.
- (6) 坂本・羽二生・小畑, 機論, 52-475, B (昭 61), 1175.
- (7) 東・ほか 5 名, 日本航空宇宙学会誌, 22-245 (昭 49), 290.
- (8) 阪田・ほか 2 名, 機論, 51-461, B (昭 60), 43.
- (9) Nakamura, Y. and Tomonari, Y., *Trans. Jpn Soc. Aero & Space Sci.*, 19-44 (1976), 81.
- (10) Nakamura, Y. and Ohya, Y., *J. Fluid Mech.*, 149 (1984), 255.
- (11) Courchesne, J. and Laneville, A., *Trans. ASME J. Fluid Eng.*, 104-4 (1982), 523.
- (12) Gartshore, I. S., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 106-1 (1984), 418.
- (13) Lee, B. E., *J. Fluid Mech.*, 69-2 (1975), 263.
- (14) Otsuki, Y., ほか 3 名, *J. Sound Vib.*, 34-2 (1974), 233.
- (15) 岡島・ほか 2 名, 機論, 49-447, B (昭 58), 2551.
- (16) 五十嵐, 機論, 50-460, B (昭 59), 3185.