

## スパン方向に有限な長さを持つ円柱の流れ直角方向振動に関する数値解析

## Numerical analysis of cross-flow oscillation of a circular cylinder with finite span-wise length

六郷 彰\*, 岡島 厚\*\*, 木村繁男\*\*\*, 木綿隆弘\*\*\*\*

Akira Rokugo, Atsushi Okajima, Shigeo Kimura, Takahiro Kiwata

\*工修, YKK 株式会社, 研究開発センター (〒938-8601 富山県黒部市吉田 200)

\*\* 工博, 金沢学院短期大学教授 (〒920-1392 石川県金沢市末町 10)

\*\*\* Ph.D., 金沢大学教授, 自然計測応用研究センター (〒920-1192 石川県金沢市角間町)

\*\*\*\* 工博, 金沢大学助教授, 大学院自然科学研究科 (〒920-1192 石川県金沢市角間町)

Flow-induced vibration often gives structures the big damages and causes serious accidents. So, the study on mechanism of flow-induced vibration is very important. Structures have three-dimensional shape with sharp edge in span-wise direction. We investigated 3-dimensional flow and detailed flow structure around an oscillatory circular cylinder with a finite span-wise length by numerical simulation. As a result, the vortex excitation appears for the cylinder with short span-length; the aspect ratio,  $AR=2.5$ , since the fluctuating amplitude of lift force and the base pressure is almost uniform in the whole span except the tip-end, and the exciting energy is large. For the cylinder with long span-length,  $AR=8.0$ , the exciting energy becomes small, approaching to the base, because vortex-formation region is far away from cylinder. However, the flow around the tip-end of the cylinders with the aspect ratio of 2.5, 5.0 and 8.0, presents the almost same flow pattern.

*Key Words: Numerical analysis, Flow-induced oscillation, Wake, Vortex*

キーワード: 数値解析, 流力振動, 後流, 渦

## 1. 緒言

3次元構造物周りの流れ場は, 流れの時間的変化や物体形状により特有な流れパターンを形成し, それが構造物に作用する流体力に影響を及ぼして流力振動を発生させ, 時には構造物の破損の原因となる. このような流れ場のうち静止有限長さ円柱周りの流れ場については, これまで数多くの研究がなされている. 古く Wieselsberger<sup>1)</sup>は有限長さ円柱の両端が流れ場の中にある場合の抗力係数をかなり広いレイノルズ数範囲( $Re \approx 10^2 \sim 10^5$ )にわたって測定している. 岡本ら<sup>2)</sup>は平板境界層内に設置された有限長さ円柱の圧力分布, 抗力係数, 渦放出周波数及び後流速度分布など詳細な測定をした. そしてアスペクト比 $AR$  (円柱の直径 $D$ とスパン長さ $L$ の比 $L/D$ )の違いにより流れパターンや流力特性が変化する限界アスペクト比が存在することを明らかにしている. 一方, 振動円柱についてはスパン方向に十分長い2次元円柱の研究例は多いものの, 有限長さ円柱の研究例は比較的すくない. このうち河井ら<sup>3)</sup>は $Re \approx 1.43 \times 10^4$ , 換算減衰率 1.6~2.2, アスペクト比 $AR=10$ の3次元円柱の渦励振の応答特性を風洞実験によって詳細に調べている. しかし, このような地面上に直立して設置した有限長さ円柱周りの流れにおいては, 地面上境界層厚さと円柱スパン長さの比や境界層厚さと

円柱直径の比など, さらにパラメータが増えるとともに, 円柱と地面境界層との干渉により生じるネックレス渦の影響など, さらに現象は複雑となる. したがって, 純粋に有限スパン長さ円柱の先端部からの巻き込み流れの影響だけを調べることは困難と考えられる.

そこで本研究では, 有限スパン長さ円柱の先端部からの巻き込み流れの円柱の流力振動特性に及ぼす影響に注目するために, 数値計算において有限長さ円柱が設置された地面上の境界層を無視して, 円柱根元境界面はスリップ条件とし, 流入速度分布は理想的に一樣流速とした. 流れは層流で, レイノルズ数が $10^3$ として, 有限なスパン長さを持つ3次元円柱の流れ直角方向振動について数値解析し, 換算流速やアスペクト比の円柱の流力振動特性に及ぼす影響に注目する. アスペクト比 2.0, 5.0, 8.0の振動応答特性を示し, 円柱スパン方向の後流渦の渦度パターン, 流速変動や背圧係数の分布, そして励振エネルギーの円柱スパン方向の局所的变化を明らかにして流力振動特性との相関を考察する.

## 記号および添え字

$AR$  : 円柱のアスペクト比 ( $=L/D$ )

$C_d$	: 抗力係数 ( $=d/(1/2 U^2 DL)$ , $d$ : 抗力)
$C_l$	: 揚力係数 ( $=l/(1/2 U^2 DL)$ , $l$ : 揚力)
$C_s$	: 横力係数 ( $=s/(1/2 U^2 DL)$ , $s$ : 横力)
$C_{pb}$	: 無次元背圧係数 ( $=p_b^*/(1/2 U^2)$ , $p_b^*$ : 背圧)
$C_n$	: 換算減衰率 ( $=2m / D^2$ )
$D$	: 円柱直径
$E$	: 流れ直角方向の励振エネルギー $(= \int_0^T C_i \cdot y dt / T)$
$f_c$	: 円柱の固有振動数
$f_w$	: 後流渦放出周波数
$L$	: スパン方向長さ
$M$	: 質量比 ( $=m / D^2$ )
$m$	: 単位スパン長さあたりの円柱の等価質量
$p$	: 無次元圧力 ( $=p^*/(U^2)$ , $p^*$ : 圧力)
$Re$	: レイノルズ数 ( $=UD/\mu$ )
$St_c$	: 円柱の固有ストローハル数 ( $=f_c D/U$ )
$St_w$	: 後流のストローハル数 ( $=f_w D/U$ )
$t$	: 無次元時間 ( $=t^*U/D$ , $t^*$ : 時間)
$T$	: データのサンプリング時間
$U$	: 一様流の流速
$Vr$	: 換算流速 ( $=U/f_c D$ )
$u$	: 主流方向の無次元速度 ( $=u^*/U$ , $u^*$ : 主流方向速度)
$v$	: 主流直角方向の無次元速度 ( $=v^*/U$ , $v^*$ : 主流直角方向速度)
$w$	: スパン方向の無次元速度 ( $=w^*/U$ , $w^*$ : スパン方向速度)
$x, y, z$	: 主流, 直角, スパン方向の座標
$\dot{x}, \dot{y}$	: 主流, 直角方向の物体の無次元振動速度
$\ddot{x}, \ddot{y}$	: 主流, 直角方向の無次元振動振幅
$\rho$	: 流体の密度
$\mu$	: 流体の粘性係数
$\gamma$	: 振動系の対数減衰率
$\phi$	: 2点間の後流速度変動の位相差
$\psi$	: 揚力変動の流れ直角方向振動変位に対する位相差
添え字 <sub>ms</sub>	: 2乗平均値の平方根
-	: 平均値
~	: 変動量

## 2. 数値解析手法

本研究では、流れ場を非定常、非圧縮、粘性流れと仮定し、基礎方程式として一様流流速 $U$ と円柱直径 $D$ で無次元化した連続の式と Navier-Stokes 方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

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

基礎方程式の離散化は有限差分法に基づいて行う。ここで空間微分項については、対流項を森西<sup>4)</sup>によって提案された4次精度中心差分法に4階微分の数値粘性項を付加した3次精度風上差分法を用い、その他の空間微分項は2次精度中心差分法を用いた。なお、本研究では流れ場を層流とする。時間積分は2次精度のCrank-Nicolson法を用い、速度と圧力のカップリングにはMAC法のアルゴリズムを用いた。また、各物理量については、速度を格子点に配置し、圧力をセル中心に配置する変則的なスタガード配置を用いて物理量の数値計算上生ずる振動を抑えている。

次に、計算に用いた格子を図1に示す。解析領域は物体中心から上流側に $6D$ 、下流側に $21D$ 、主流直角 $y$ 方向に $6D$ 、スパン $z$ 方向には $AR=2.5, 5.0, 8.0$ それぞれについて $7.5D, 10D, 13D$ とし、格子点数はそれぞれ、約23万点、26万点、29万点となる。境界条件は流入部、流れ直角方向側面及びスパン方向上面には一様流の条件を、流出境界については対流流出条件を、スパン方向下面上には境界層はないものとして対称条件を与え、物体表面についてのみ粘着条件を与えた。

上記で説明した計算手法についての妥当性を検証するために、静止2次元円柱周りの流れを $Re=10^3$ について3次元解析した。その結果、平均抗力係数 $\overline{C_d}=0.96$ 、揚力係数 $C_l$ の時間変動を周波数解析した後流ストローハル数 $St_w$ は0.21となり、実験結果<sup>9)</sup>の $\overline{C_d}=1.0$ 、 $St_w=0.20 \sim 0.22$ と比較して良い一致を示した。

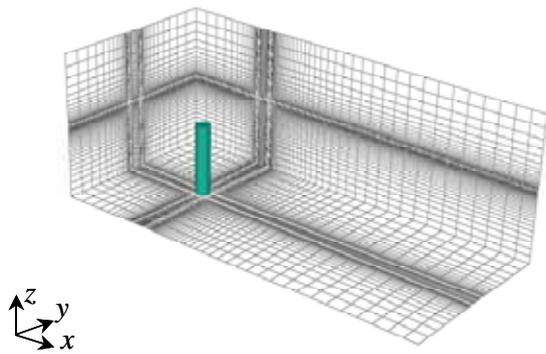
振動解析手法についてはALE法<sup>6)</sup>を用いた。すなわち図2に示すように主流方向及び直角方向に自由度を持つ弾性支持された有限スパン長さの剛体円柱が一樣に振動するものとする。そこで円柱の振動方程式を各時間ステップ毎にルンゲ・クッタ法に基づいて解き、得られた $x, y$ 方向のそれぞれの振動速度 $\dot{x}, \dot{y}$ をNavier-Stokes方程式の対流項に導入し、解析領域全体を等しい振幅で振動するようにする。

計算条件は、流れは層流として、レイノルズ数 $Re=10^3$ に設定し、アスペクト比については $AR=2.5, 5.0, 8.0$ の3種類を、換算流速については $Vr=4.5 \sim 9.5$ の範囲で、流れ直角方向振動に注目する。換算減衰率は、 $Cn=5.0$ に設定したが、振動振幅の最大値が円柱直径の40%を超えないように、予備計算より決めた。

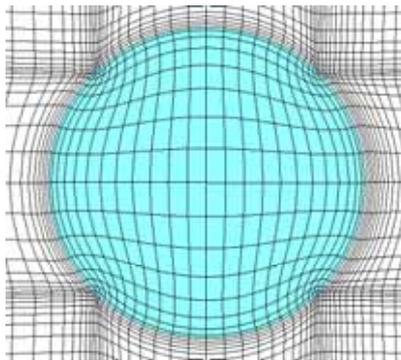
## 3. 解析結果

### 3.1 静止円柱の抗力係数とストローハル数

表1にレイノルズ数 $Re=10^3$ でアスペクト比 $AR=2.5, 5.0, 8.0$ の各円柱の静止の時の平均抗力係数 $\overline{C_d}$ 及びストローハル数 $St_w$ を示す。アスペクト比の減少に伴い $\overline{C_d}$ 値は減少する。後流



(a)解析領域(AR=5.0)



(b)円柱近傍(xy平面)

図-1 計算格子

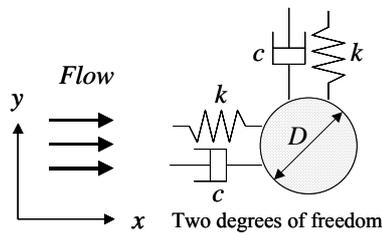


図-2 円柱の2自由度振動モデル

表-1 静止円柱の場合の流力特性

AR	2.5	5.0	8.0	EXP <sup>1)</sup> (AR=5.0)
$\overline{C_d}$	0.66	0.67	0.70	0.68
$St_w$	0.068	0.156	0.159	-

の卓越するストローハル数 $St_w$ は、 $AR=8.0$ では約0.16となるのに対し、 $AR=2.5$ では後流の変動の卓越成分の強さは弱く、その値は $St_w=0.068$ で極端に小さい。 $AR=2.5$ における平均抗力係数 $\overline{C_d}$ は文献1のWieselsbergerの実験値とよく一致する。ここでWieselsbergerの実験値はアスペクト比は5であるが、実験値は一樣流中に両端を有するスパン長さ5の場合であり、本研究では対称条件により半分の流れ場を解析してあるため、本計算値の $AR=2.5$ に対応する。

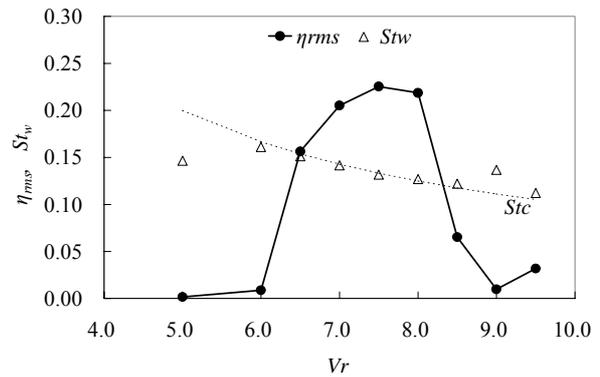


図-3  $AR=2.5$ の場合の振動応答特性

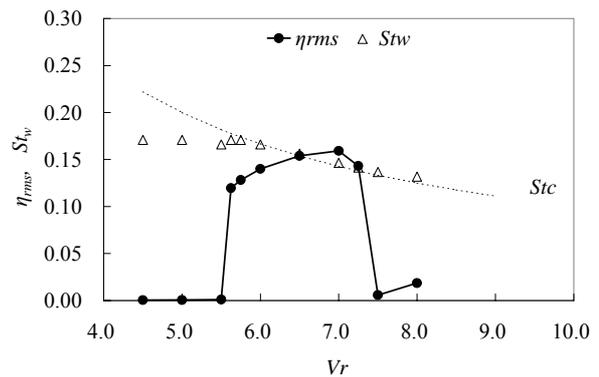


図-4  $AR=8.0$ の場合の振動応答特性

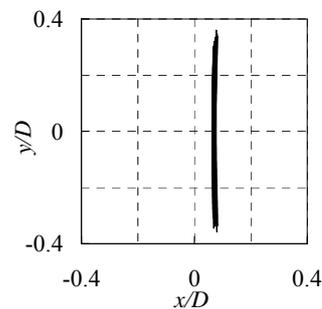


図-5  $AR=2.5, V_r=7.5$ の場合の応答振幅リサージュ

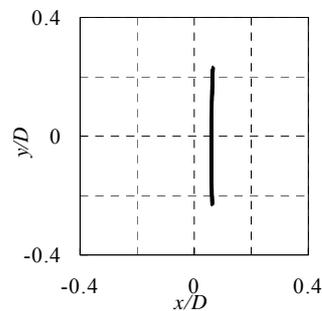


図-6  $AR=8.0, V_r=7.0$ の場合の応答振幅リサージュ

### 3・2 換算流速に対する振動応答特性の変化

図3,4に各アスペクト比における換算流速に対する振動応答

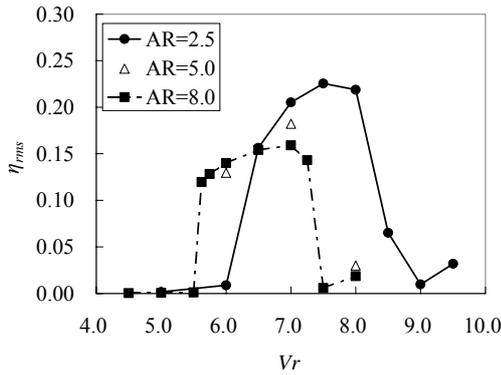


図-7 各アスペクト比における振動応答特性

特性の変化を示す。図3の $AR=2.5$ の場合には換算流速 $V_r=6.0$ 付近から発振して $V_r=7.0\sim 8.0$ で振幅が最大となり、その後振幅は急激に減衰する。振幅が大きい $V_r$ では、後流の渦放出周波数 $St_w$ は円柱の固有振動数 $St_c$ にロックインしていることがわかる。一方、図4に示す $AR=8.0$ の場合には、 $V_r=5.5$ 付近から急激に振幅が増大した後、 $V_r=5.75$ から $7.0$ にかけて緩やかに振幅が増大し、その後 $V_r=7.25$ から急激に振幅は減衰する。この場合も振幅が大きい $V_r$ では後流渦放出周波数 $St_w$ は円柱の固有振動数 $St_c$ にロックインしていることがわかる。次に図5,6に振幅が最も大きい $V_r$ における応答振動のリサージュを示す。この図に示すように、いずれの場合も流れ直角方向の振動が支配的であり、縦に細長い規則性の高い軌跡を描くことがわかる。

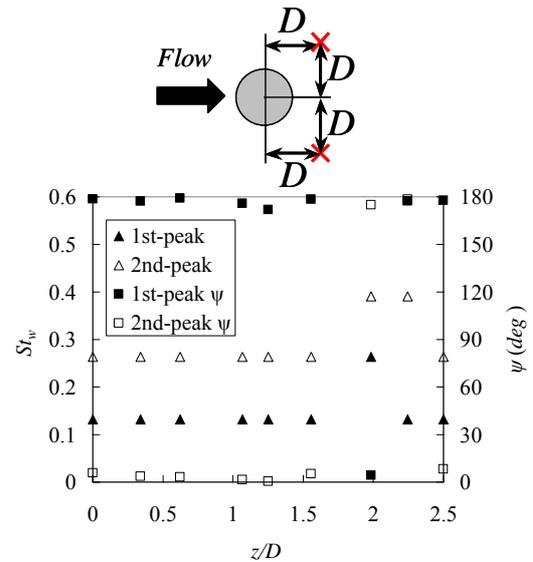
### 3.3 アスペクト比2.5, 5.0, 8.0の流れ直角方向振動の応答特性

図7にアスペクト比 $AR=2.5, 5.0, 8.0$ における流れ直角方向振動の換算流速 $V_r$ に対する応答特性をまとめて示す。図より $AR=5.0, 8.0$ の応答特性はほぼ同じであるが、 $AR=2.5$ の場合には発振流速が高くなり、振動領域は高風速域となって最大振幅も大きくなる。この場合、静止時には後流中に形成されるカルマン渦は弱くストローハル数は小さいが、振動時には先端部以外、根元部では後述のように円柱振動にロックした後流渦が形成されている。

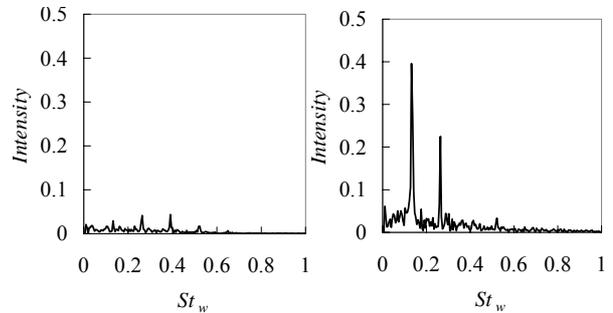
## 4. 考察

### 4.1 後流渦のspan方向変化

図8,9に振幅が最大となる場合の卓越するストローハル数 $St_w$ と後流渦の位相差(図8の付図に示す後流上下の2点間の速度 $u$ の位相差)を示す。図8に示す $AR=2.5$ の場合、先端から $1D$ 程度までの範囲で後流渦の放出周波数の第1ピークと第2ピークは不規則に変化するが、図8(b)に示すようにそのスペクトルピークはいずれもきわめて小さい。 $1D$ から根元までにかけては、円柱の振動数に同期する成分が第1ピークで、その2倍の成分が図8(c)( $z/D=0.6$ )に示すようにいずれも鋭いピーク



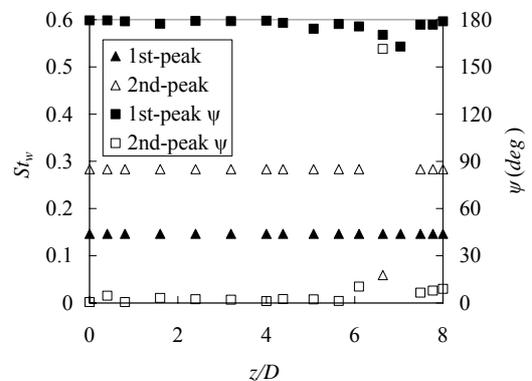
(a) 後流渦放出周波数と位相差



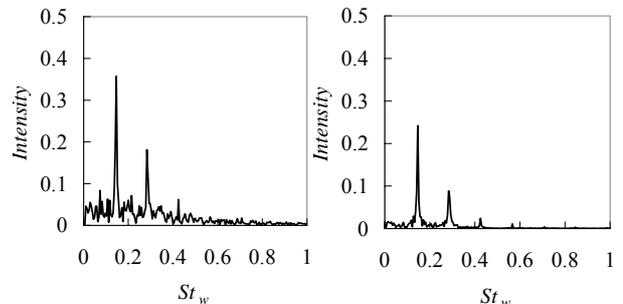
(b) スペクトル分布( $z/D=2.0$ )

(c) スペクトル分布( $z/D=0.6$ )

図-8  $AR=2.5, V_r=7.5$  の場合の後流変動



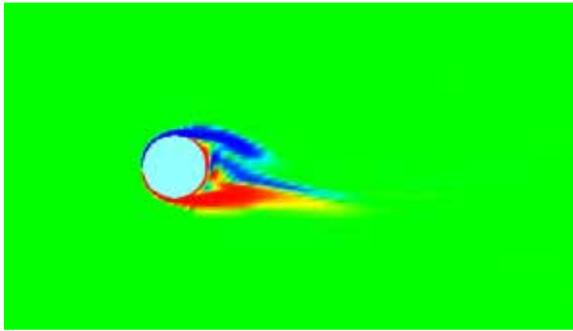
(a) 後流渦放出周波数と位相差



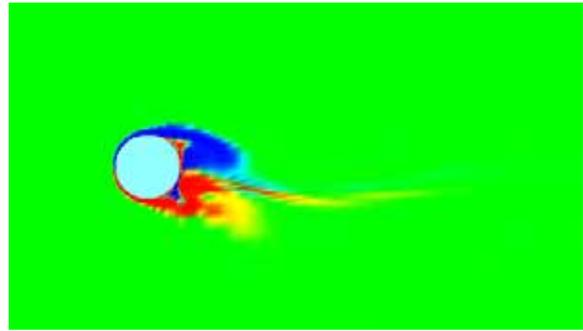
(b) スペクトル分布( $z/D=6.1$ )

(c) スペクトル分布( $z/D=1.6$ )

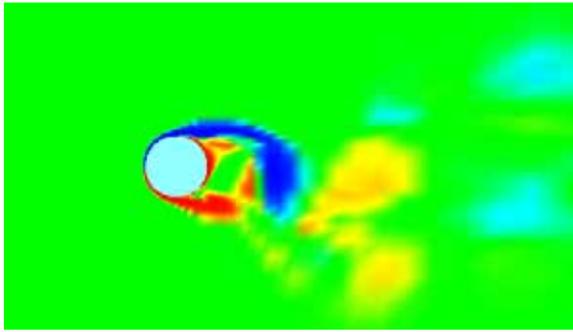
図-9  $AR=8.0, V_r=7.0$  の場合の後流変動



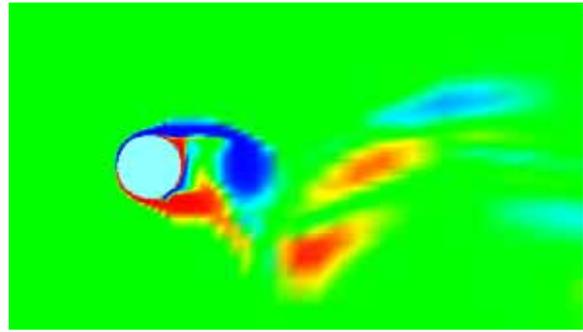
(a)  $z/D=2.0$



(a)  $z/D=7.0$



(b)  $z/D=0.6$



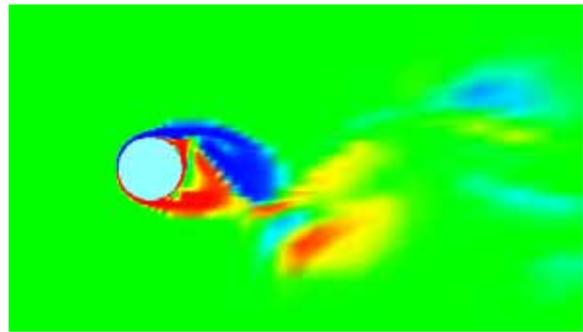
(b)  $z/D=6.1$

図 - 10  $AR=2.5, Vr=7.5$  の瞬間渦度 分布  
(円柱振動振幅最大時)

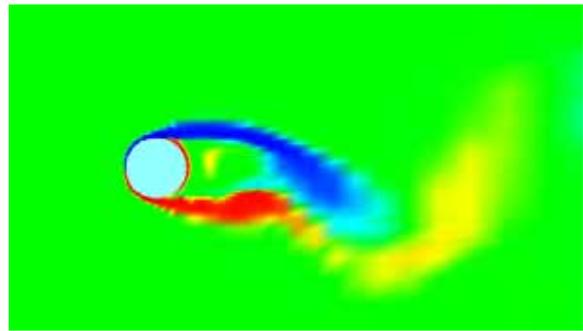
を示す 第1ピークは付図に示す位置の速度変動の位相が $180^\circ$ ずれており、いわゆるカルマン渦であり、第2ピークの位相差はほぼ $0^\circ$ で同位相の渦である。一方、図9に示す $AR=8.0$ の場合には、第1ピークと第2ピークが不規則に変化する領域は先端から $2D$ 付近まで広がり、そこから根元にかけては $AR=2.5$ の場合と同様にカルマン渦成分の第1ピークと、その2倍の周波数の第2ピークの成分から形成される。

#### 4・2 スパン方向の渦度パターンの変化

図10に $AR=2.5$ の円柱振動変位が最大時における瞬時の渦度パターン( )を $z/D=2.0, 0.6$ の断面について示す。先端部に近い断面の図(a)では、渦は円柱近傍部だけに形成され、円柱の根元方向に移動している。一方、根元近くの図(b)  $z/D=0.6$ では、下流域では回転方向の同じ渦が2個ずつペアで形成されていることが注目される。次に図11にはアスペクト比の大きい $AR=8.0$ の流れパターンについて $z/D=(a) 7.0, (b) 6.1, (c) 5.6, (d) 2.0$  ( $Vr=7.0$ , 振動変位最大時)の各断面の渦度パターン( )を示す。先端部に近い図(a) (b)の渦度パターンは $AR=2.5$ の場合の対応する図(a), (b)とほとんど同じであり、特に(b)  $z/D=6.1$ では円柱に近接して渦が形成放出されるために、図9(b)に示すように速度変動スペクトルは強くなる。そして根元に近い(d)では、渦形成領域が下流に長く伸びていることが注目される。このことは図9(c)のスペクトル分布に示すように各スペクトル成分の強さが低下し、倍周波数成分が減衰していることに対応する。また、これは後述するように、吹き下ろしの影響の強弱が関係するものと考え



(c)  $z/D=5.6$



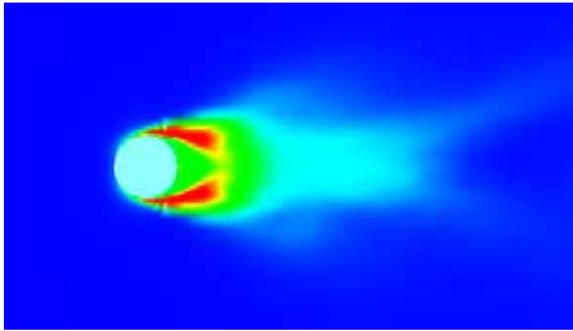
(d)  $z/D=2.0$

図 - 11  $AR=8.0, Vr=7.0$  の瞬間渦度 分布  
(円柱振動振幅最大時)

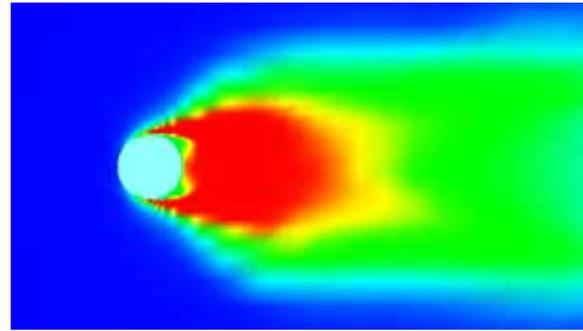
られる。

#### 4・3 速度変動の平均分布のスパン方向変化

図12,13には(a)  $z/D=2.0$ , (b)  $z/D=0.6$ のスパン断面における局



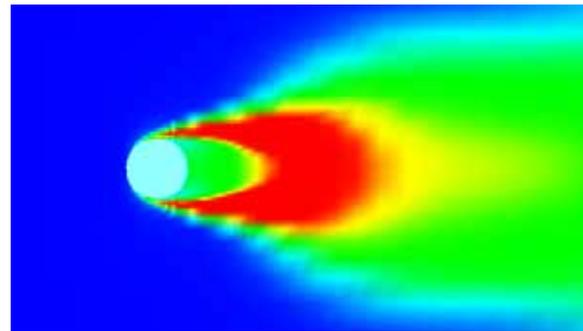
(a)  $z/D=2.0$



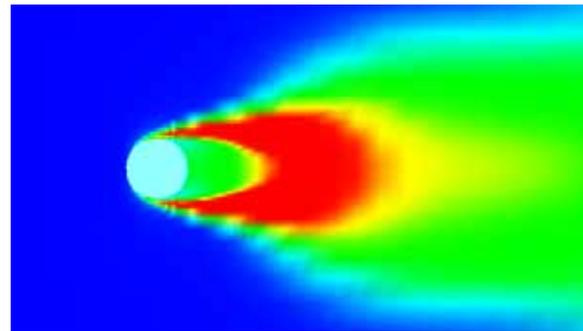
(b)  $z/D=0.6$



図 - 12  $AR=2.5, Vr=7.5$  の  $(\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2})_{rms}$  の空間分布



(a)  $z/D=6.1$



(b)  $z/D=2.0$



図 - 14  $AR=8.0, Vr=7.0$  の  $(\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2})_{rms}$  の空間分布

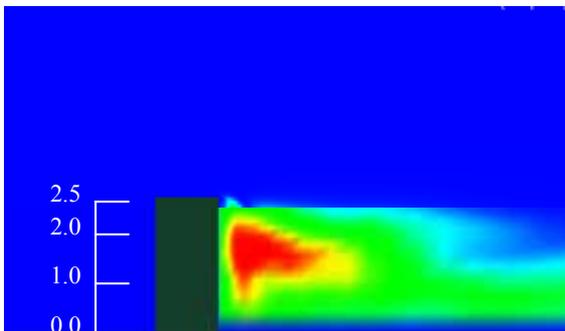


図 - 13  $AR=2.5, Vr=7.5$  の  $(\sqrt{\tilde{w}^2})_{rms}$  の空間分布 ( $y/D=0.0$ )

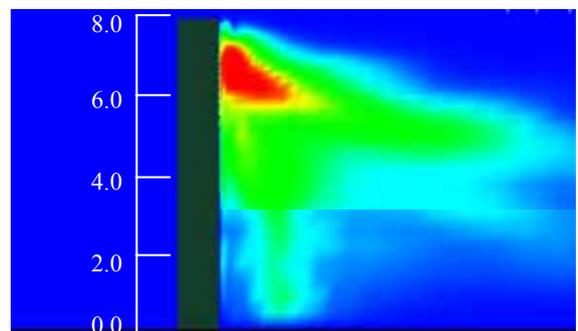


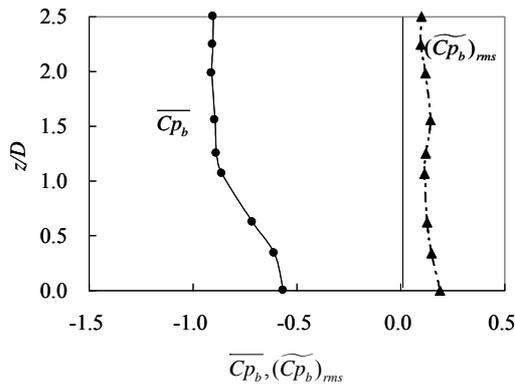
図 - 15  $AR=8.0, Vr=7.0$  の  $(\sqrt{\tilde{w}^2})_{rms}$  の空間分布 ( $y/D=0.0$ )

所の速度変動  $\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}$  および  $\sqrt{\tilde{w}^2}$  の時刻  $t=200 \sim 400$  間の平均値の分布を示す。ここでそれぞれの速度変動は次式で定義される。

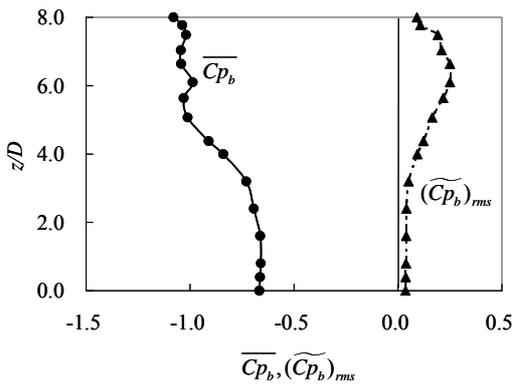
$$\left(\sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2}\right)_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} \left\{ (u - \bar{u})^2 + (v - \bar{v})^2 \right\} dt} \quad (3)$$

$$\left(\sqrt{\tilde{w}^2}\right)_{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T (w - \bar{w})^2 dt} \quad (4)$$

図 12(a)の先端に近い  $z/D=2.0$  断面では変動領域は円柱近傍に限定されるが、根元に近い  $z/D=0.6$  断面では下流域に大きく広がっている。それに対応して、図 13 の垂直方向の速度変動成分  $\sqrt{\tilde{w}^2}$  の rms 分布は、先端から  $1.5D$ 、背面から  $1D$  下流域付近まで強い下降流  $\tilde{w}$  の領域が広がっていることを示している。一方、アスペクト比の大きい  $AR=8.0$  の場合を図 14, 15 に示す。図 15 の  $\sqrt{\tilde{w}^2}$  の rms 分布に示すように、先端からの下降する流れは大きく、先端から  $2D$  の領域の  $\tilde{w}$  成分の  $(\sqrt{\tilde{w}^2})_{rms}$  パターンは図 13 に類似している。そして図 14 (a) の  $z/D=6.1$  では速度変動の大きい領域は円柱近くに形成され、このスパン位置における渦形成が激しいことがわかる。一方、根元に近い図 14 (b)  $z/D=2.0$  では図 11 (d) に示したごとく渦形成領域は円柱下に



(a) AR=2.5, Vr=7.5



(b) AR=8.0, Vr=7.0

図 - 16 背圧係数およびその変動のスパン方向分布

離れている。また図 15 より、 $z/D=2.0$  付近では  $\sqrt{\tilde{w}^2}$  の rms 分布は非常に弱く、この領域においては吹きおろしの影響が及ばなくなり、そのため渦形成領域が下流に伸びる流れパターンを呈すると考えられる。

#### 4.4 背圧係数のスパン方向変化

有限スパン円柱の渦形成が局所的に異なることを示した。一般に渦形成と円柱の背圧係数には密接な関係<sup>7)</sup>がある。そこで図 16 には(a) AR=2.5, (b) AR=8.0 それぞれのスパン方向の  $\overline{Cp_b}$  と  $(\widetilde{Cp_b})_{rms}$  分布を示す。共に先端部で  $\overline{Cp_b}$  は低く、AR=2.5 の場合  $\overline{Cp_b} \cong -1.0$ , AR=8.0 では  $\overline{Cp_b} \cong -1.1$  で根元では共に  $\overline{Cp_b} \cong -0.6$  に回復する。背圧係数の低い先端部から 2D 下方の  $z/D=0.6$  (AR=2.5),  $6.1$  (AR=8.0) では図 10(b), 図 11(b) に示すように渦形成領域が円柱に接近する。特に AR=8.0 の場合、 $\overline{Cp_b} \cong -1.1$  の低圧になるスパン位置  $z/D=6.0$  付近では  $(\widetilde{Cp_b})_{rms}$  値が大きいくと対応している。

#### 4.5 励振エネルギーのスパン方向分布

スパン方向に有限な長さを持つ円柱では、先端からの巻き込みによる流れが流力振動に大きく影響を及ぼし、2 次元円柱とは異なる振動応答特性を示す。そこで先端からの巻き込みが振動特性に及ぼす影響を図 17, 18 に示す。図は各アスペクト比における流れ直角方向に振幅が最大の時の Vr における流れ直角

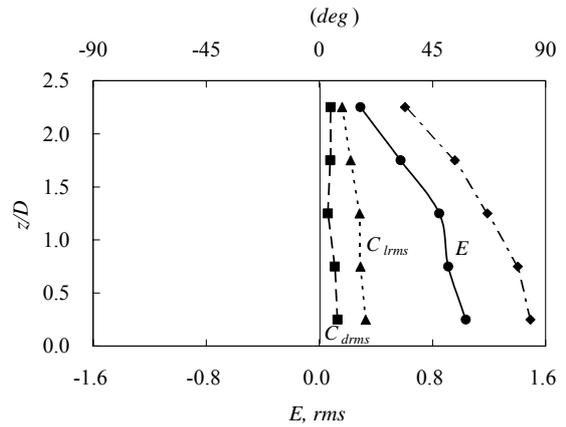


図 - 17 AR=2.5, Vr=7.5 の場合の励振エネルギー 流体力の変動及び変位と流体力の位相差

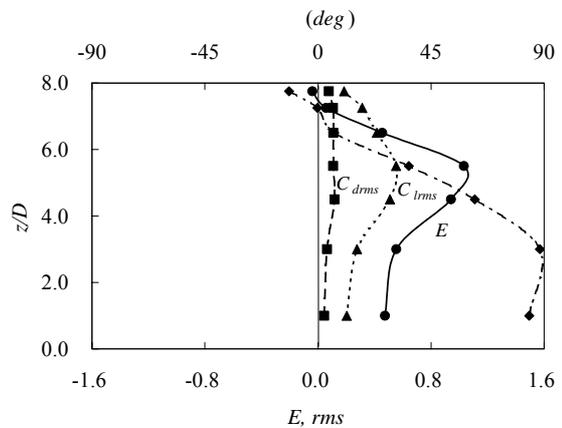


図 - 18 AR=8.0, Vr=7.0 の場合の励振エネルギー 流体力の変動及び変位と流体力の位相差

方向の励振エネルギー  $E$ ,  $C_b$ ,  $C_l$  の rms 値および変位  $y$  と  $C_l$  の位相差を示す。

図 17 に示す AR=2.5 の場合には、変位  $y$  と揚力係数  $C_l$  の位相差は先端から漸次遅れて根元付近で約  $85^\circ$  の遅れとなる。また、励振エネルギーは根元から  $z/D=1.0$  付近までは僅かに減少した後、位相差の変化に伴って根元から先端にかけて減衰することがわかる。一方、流体力係数の変動振幅は、その位相差および励振エネルギーに比べてスパン方向の変化は小さい。次に AR=8.0 の場合には、変位  $y$  と揚力係数  $C_l$  の位相差は大きく変化し、 $z/D=3$  付近までは  $90^\circ$  と大きな値を保持したあと急激に減少し、 $z/D=7$  付近から先端にかけては負の値を示す。これに対し励振エネルギーは同じく根元から 3D 付近まではほぼ一定な値を取ったあと、位相差とは逆に急激に増加し、根元から  $z/D=5.5$  付近で最大値を取り、その後急激に減少して先端付近では位相差と同様に負の値を示す。また  $C_{lrms}$  の変化は励振エネルギーとほぼ同様の变化を示し、 $z/D=5.5$  付近で共に最大値を示すことから、励振エネルギーのスパン方向変化は主として変動揚力係数の変化によるもので、スパン方向の渦形成の様相変化と密接に関連していると言える。

## 5 結言

スパン方向に有限な長さを持つ3次元円柱の流力振動特性について、アスペクト比 $AR=2.5, 5.0, 8.0$ ,レイノルズ数 $Re=10^3$ ,換算減衰率 $C_T=5.0$ ,換算流速 $V_f=4.5\sim 9.5$ の範囲で数値シミュレーションを行い,先端からの巻き込み渦が流れ直角方向に及ぼす影響について以下の結論を得た.

(1) 静止時の円柱の抗力係数はアスペクト比 $AR=2.5$ ,  $Re=10^3$ は実験値とよく一致し,その後流渦の速度変動は小さい.

(2) しかし, $AR=2.5$ 円柱の振動時においては,先端部を除き変動揚力は $C_{lms}=0.4$ でスパン方向にほぼ一定で,励振エネルギーは大きく,振動時と静止時の渦形成/パターンの様相は大きく相違して,静止時にカルマン渦の形成の弱い $AR=2.5$ 円柱でも渦励振による振動は著しく大きい.

(3) $AR=2.5, 8.0$ いずれの場合も先端から $2D$ までの励振エネルギーの分布は類似するが, $AR=8.0$ 円柱では根元にいくに従い渦形成領域が下流側に移動して変動揚力の減少に伴い,励振エネルギーは減少する.

(4) 円柱先端から $1\sim 2D$ 付近以外では後流渦放出周波数はカルマン渦による第1ピークとその2倍の値を持つ第2ピークの2つのピークが存在する.

## 参考文献

- 1) Wieselsberger, C. : Further data on the law of liquid and air drag, (In Germany), Phys. Zeit., Vol.23, pp. 219-224, 1922.
- 2) 岡本史紀,八木田幹:一様流中に平行な平面に置かれた円柱の流れに関する実験的研究,日本機械学会論文集,第38巻,第313号,pp. 2259-2267, 1972.
- 3) 河井宏允,二井悟啓,藤波潔:リブ付き円柱の渦励振とギャロッピング,第15回風工学シンポジウム,pp. 461-466, 1998.
- 4) 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,離散的オペレータの定義,レギュラ格子系の差分スキーム),日本機械学会論文集,第62巻,第604号,pp. 4090-4097, 1996.
- 5) Zdravkovich, M. M. : Flow Around Circular Cylinders, Vol.1, pp. 119-122, 1997
- 6) Hirt, C.W. et al. : An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speed, Journal of Computational Physics, 14, pp. 227-253, 1984.
- 7) Bearman, P. W., On vortex street wakes, J. Fluid Mech., Vol.28, pp. 625-681, 1967

(2006年9月11日受付)