並列配置された二つの高温加熱円柱後流に形成される渦構造*

栗田 英一郎^{*1}, 矢 作 裕 司^{*2}Vortex Structure Behind Highly Heated Two Cylinders
in Parallel ArrangementsEiichirou KURITA and Yuji YAHAGI^{*3}^{*3} Department of Mechanical Engineering, Shibaura Institute of Technology,
3-7-5 Toyosu, Koto-ku, Tokyo, 135-8548 Japan

Vortex structures behind twin, highly heated cylinders in parallel arrangements have been investigated experimentally. The experiments were conducted under the following conditions: cylinder diameter, $D=4$ mm; mean flow velocity, $U_\infty=1.0$ m/s; Reynolds number, $Re=250$; cylinder clearance, $S/D=0.5\sim1.4$; and cylinder heat flux, $q=0\sim72.6$ kW/m². For $S/D>1.2$, the Karman vortex street is formed alternately behind each cylinder divided on the slit flow. The slit flow velocity increases with a decrease in S/D and decreases with increasing heat flux. For $S/D<1.2$, the wake vortices become asymmetric having small and large scale vortices divided by the slit flow. In the small scale vortices, the symmetric counter-rotating twin vortices are formed just behind the cylinders. In the large scale vortices, the generated vortices have similar structure as a Karman vortex even though the Strouhal number is approximately half of the ordinary single cylinder vortex. For isothermal conditions, the transition phenomena from symmetric to asymmetric wake structures are observed in the range of $0.9<S/D<1.2$. In addition, the asymmetric vortices are irregularly switched up and down in the case of isothermal conditions. In the highly heated condition, the switching phenomena and the transition phenomena could not be observed and the small scale vortices are always formed behind the upper cylinder. The critical S/D increases approximately 30% in the heated condition ($q=72.6$ kW/m²). As a result, the increased local kinematic viscosity and S/D play a key role for the vortex structure and formation behind arrangements of two parallel cylinders.

Key Words: Heat Transfer, Fluid Dynamics, Forced Convection, Vortex, Wake, Twin Cylinders, Strouhal Number, Karman Vortex, Particle Image Velocimetry

1. まえがき

円筒形の伝熱体は多くの場で利用されている。たとえば、原子力発電所の熱交換器や燃焼室内などでは、伝熱体壁面と流体の温度差が数百℃となる。そのような高温熱負荷場では、伝熱壁面近傍の作動流体の物性値変化は無視できない程大きくなる。特に、伝熱促進で重要な乱流の微細構造は、動粘性係数などの変化に対して敏感であると考えられるために、高温熱負荷場では、加熱の影響をアクティブスカラー⁽¹⁾として取り扱う必要がある。しかしながら、これまで高温熱負荷場を対象とした研究は、伝熱研究の中で比較的少ない

のが現状である。

高温熱負荷が乱流構造に及ぼす影響に着目した研究としては、例えば、Wardana ら⁽²⁾は 700℃まで加熱された平板上の速度および温度を計測し、乱流境界層の構造に動粘性係数と熱膨張の増大が及ぼす影響を指摘した。また、Ueda ら⁽³⁾⁽⁴⁾は、高温壁面近傍に衝突する格子乱流構造⁽³⁾および加熱スクリーンを通過する格子乱流に一樣な熱負荷を与えた場合の乱流構造⁽⁴⁾に対して検討を加えた。その結果、乱れの減衰過程に加熱の影響が著しく現れることを明らかにした。円柱後流に対しては、矢作ら⁽¹⁾⁽⁵⁾が、壁面を 600℃程度まで加熱させた単一円柱後流に形成される渦構造に検討を加えている。その結果、円柱壁面近傍における局所的な動粘性係数の増加により、後流の渦空間スケールが拡大することや、渦周波数が減少することなどを明らかにした。

* 原稿受付 2007 年 12 月 28 日。

^{*1} 学生員, 芝浦工業大学大学院 (〒135-8548 東京都江東区豊洲 3-7-5)。^{*2} 正員, 芝浦工業大学工学部。

E-mail: yahagi@sic.shibaura-it.ac.jp

実機に近い場である複数の円柱を配置した条件では、形成された渦が互いに干渉し合う興味深い流れ構造を持っているために多くの詳細な研究が行われている^{(6)~(14)}。ただし、それらの研究のほとんどは等温あるいは加熱の影響をパッシブスカラーとする条件⁽¹⁾、すなわち、加熱による流体の物性値変化が無視できる範囲で実施されている。複数の円柱配置の主な代表例は、並列配置^{(6)~(12)}、直列配置^{(6),(15)}、くい違い配置^{(6),(14)}の3つである。

等温条件の並列配置された二つの円柱後流では、円柱間を通過する流れ、いわゆるスリット流が片方の円柱側に偏って流れる非対称流となる現象が観察される^{(6)~(10)}。その結果、円柱間隔より空間スケールが異なる複数の卓越周波数を持つ渦が形成されることが実験^{(6)~(10)}および数値解析^{(11),(12)}から明らかにされた。ここで、円柱間隔は、図1に示すように上下の円柱(C_U および C_D)の間隔である S とする。また、円柱間隔比は、円柱直径 D を用いて SD と定義する。例えば、森谷ら⁽⁷⁾は並列二円柱の相互干渉について、円柱に作用する変動圧力、変動流体力の特性などを検討した結果、3種類のストローハル数に対応した流れの形態があることを指摘した。山本ら⁽⁸⁾は $Re = 1.87 \times 10^4$ における円柱表面の変動圧力と円柱間隔との関係について検討を加えた結果、円柱表面の変動圧力は、円柱間隔 $S/D \geq 1$ では周期性が明確となるが、 $S/D < 1$ では周期性は明確でなくなり、振幅も小さくなることなどを明らかにした。Sumnerら⁽¹²⁾は並列二円柱および三円柱後流の渦構造を粒子画像流速計(PIV)により計測し、 SD と形成される渦の二次元的な配置に検討を加えている。

伝熱特性に対しては、五十嵐ら⁽¹⁵⁾が単一円柱から直列配置など様々なレイアウトの円柱について、流れの形態とその熱伝達特性の詳細を明らかにしている。一宮ら⁽¹⁹⁾は、並列配置に対して円柱間隔比を変化させた場合の局所熱伝達構造と、流れ構造について検討を加えている。

以上のように、パッシブスカラー領域では、複数円柱後流の構造に詳細な検討が加えられている。他方、著者らが着目している高温熱負荷場では、先に述べたように、局所的な動粘性係数などが変化するために、複数円柱後流の渦構造およびその干渉機構がパッシブスカラーの場合と著しく異なると考えられる。しかしながら、その詳細はまだ不明であるのが現状である。

そこで本研究では、並列配置された二つの円柱後流の構造に対して、加熱による作動流体の物性値変化をアクティブスカラーの条件、すなわち、円柱壁面温度

を600℃程度まで加熱させた高温熱負荷条件において実験的に検討を加える。

記号表

D	: 円柱直径 [mm]
f	: 渦周波数 [Hz]
g	: 重力加速度 [m/s ²]
Gr	: グラスホフ数 $= D^3 g \beta (T_w - T_\infty) / \nu^2$
q	: 加熱熱流束 [kW/m ²]
Ra	: 円柱表面粗さ [μ m]
Re	: レイノルズ数 $= U_\infty D / \nu_\infty$
Ri	: リチャードソン数 $= Gr / Re^2$
S	: 円柱間隔長さ [mm]
St	: ストロークハル数 $= f D / U_\infty$
T	: 温度 [℃]
U	: 速度 [m/s]
u	: x 方向速度 [m/s]
V	: 渦
v	: y 方向速度 [m/s]
x	: テストセクション流れ方向距離 [mm]
y	: テストセクション鉛直方向距離 [mm]
z	: 円柱長さ方向距離 [mm]
β	: 体積膨張係数
ν	: 動粘性係数 [mm ² /s]
ω	: 渦度 [1/s]

添字

l	: 局所の値
max	: 最大値
w	: 円柱壁面
∞	: 主流
$-$	: 時間平均

2. 実験装置および方法

図1に示すようにテスト部断面150mm×150mmの水平設置の吸い込み風洞内に、直径 $D=4$ mmの二つの円柱を並列に設置した。真円度は ± 0.005 mmである。円柱表面粗さは $Ra=2 \mu$ mであり、円柱直径で除した相対粗さ $Ra/D=5 \times 10^{-4}$ である。この値は臨界相対粗さと同値であり、表面粗さは実験結果に影響しないと考えられる^{(20),(21)}。 SD (円柱間隔比)は0.5~1.4に設定し、0.1毎に変化させた。座標系は図1に示すように、主流方向に x 軸、高さ方向に y 軸、円柱長さ方向に z 軸をとる。速度成分は x 軸方向速度を u とし、 y 軸方向速度

Fig.1 Parallel Arrangement Two Cylinders

を v とする。作動流体である空気は、整流室、縮流ノズルを経て低乱れの一様流となり、テストセクションに送られる。テストセクションの断面平均流速(U_∞)は1.0m/sに設定した。円柱直径を代表長さとするレイノルズ数($Re = U_\infty D / \nu_\infty$)は250である。ここで、 ν_∞ は常温の空気の動粘性係数である。加熱円柱はセラミック製 (Degussit AL23) であり、線径0.4mmのカンタル線を内部に巻き、ジュール加熱する。加熱条件は、上方の円柱 C_U 直上部の表面温度 T_w を赤外線温度計により計測し、 $T_w = 600^\circ\text{C}$ となる熱流束 $q = 72.6\text{ kW/m}^2$ にそれぞれの円柱を設定した。重力は y 方向に働く。円柱直径 D を代表長さとしたリチャードソン数は最大で $Ri = 1.3 \times 10^{-3}$ となる。この値は浮力の影響の現れるしきい値である $Ri = 0.5$ と比較して極めて小さく、本実験条件は強制対流が支配的な領域である⁽¹⁾。

円柱後流の流れ構造の概要は、レーザートモグラフィ法により二次元面を可視化観察して把握した。光源としてはアルゴンレーザ(出力5W)を用い、トレーサ粒子には噴霧器により微粒化した直径約 $1\mu\text{m}$ のシリコンオイル(東芝シリコン TSF451-50)を使用した。撮影はNIKON D2x(解像度 4388×2848 ピクセル)を用いた。検査面積は $40\text{mm} \times 26\text{mm}$ 、シャッタースピードは $1/320$ 秒である。

流れの定量計測には、出力 30mJ のダブルパルス YAG レーザを光源とする相互相関 PIV (粒子画像流速計) を用いた。パルス間隔は 0.2ms 、照射時間は $5 \sim 6\text{ns}$ である。トレーサ粒子は公称粒子直径約 $1\mu\text{m}$ のアルミナ粒子を使用し、解像度 1000×1000 ピクセルの CCD カメラ(KODAK MEGAPLUS Camera MODEL ES 1.0)を用いて粒子画像を撮影した。検査面積は $40\text{mm} \times 40\text{mm}$ であり、空間分解能は $40\mu\text{m}/\text{pixel}$ に対応する。

渦周波数および温度分布の計測は、線径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線を素線とする熱線流速計(HW)および抵抗線温度計(CW)により測定した。対象とする二次元面は円柱長さ方向中央部であり、風洞の両側面から 75mm

の位置である。なお、円柱の長さ方向に中心から $z = \pm 10\text{mm}$ の範囲で、流れ構造を可視化した結果、円柱後流の流れ構造は二次元性が保たれていることを確認した。

3. 実験結果および考察

3・1 瞬間的な流れ構造 図 2(a)~(f)はレーザートモグラフィ法により可視化した円柱後流を示す。円柱間隔比(S/D)は後流の渦干渉が明確に現れる 0.5 および、後流の渦干渉がほとんど起こらない 1.4 を代表例として選定した。

$S/D = 0.5$ の等温条件 ($q = 0\text{ kW/m}^2$) では、図 2(a)~(c)に示すようにスリット流によって分断された非対称流構造の Small wake area と Large wake area が形成される。図 2(a)は上方の円柱(C_U)背後に Small wake area が形成された場合であり、Small wake area は一対の双子渦で構成される。下方の円柱(C_L)後流には、Large wake area が形成され、Large wake area はカルマン渦列と非常に近い特性であり、放出される渦には周期性がある。図 2(c)は C_U 背後に Large wake area が形成され、 C_L 背後に Small wake area が形成された場合である。図 2(b)は図 2(a)から図 2(c)に現象が切り替わる際の遷移状態である。これらの一連の非対称構造は、二円柱間を通過するスリット流によって不規則に上下が切り替わる。森谷ら⁽⁷⁾も等温の並列二円柱後流に同様の現象が現れることを明らかにしている。

図 2(d)に示したように加熱条件($q = 72.6\text{ kW/m}^2$)では、スリット流は常に C_U 側に偏って流れ、Small wake area は常に C_U 側に形成される。加熱条件では、等温条件で観察された切り替わり現象は現れない。スリット流の偏りの原因としては、本研究は強制対流が支配的な条件 $Ri = 1.3 \times 10^{-3}$ であるが、渦干渉が生じている場合では、 y 方向に働く重力の影響、粘性増加、および体積膨張などの影響が考えられる。 C_L 背後の Large wake area の渦のスケールは図 2(a)と比較して顕著に拡大していることが見て取れる。この場合では、円柱後流に局所的な輝度の低下している領域が確認できる。その理由は、トレーサ液滴に沸点 300°C のシリコンオイルを用いているために生じる円柱の高温加熱による液滴の蒸発や、流体の体積膨張によるトレーサの数密度の減少である。従って、その領域は、局所的に高温の流体塊で構成されていると考えられる。

図 2(e),(f)に示した $S/D = 1.4$ では、スリット流を中心とする対称流構造になり、上下の円柱後流の渦干渉はほとんど現れない。それぞれの円柱背後には、独立したカルマン渦列が形成される。図 2(f)の加熱条件では、

Fig.2 Visualized Wake Flow Structure

等温条件と比較して渦の空間スケールが拡大する特徴がある。以上に述べた現象が本研究で対象とする並列二円柱後流の定性的な特性である。図3(a)~(d)は、PIV計測による瞬間二次元速度ベクトルから得られた流線および渦度を示す。なお、渦度は次式で定義する。

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \dots \dots \dots (1)$$

図3(a), (b)に示した $S/D=0.5$ の円柱 C_L から放出された Large wake area の構造に着目すると、上流から第一番目である渦 (V_1) の中心位置がいずれの場合もおおよそ $x=14\text{mm}$ に存在しているが、加熱条件 ($q=72.6\text{kW/m}^2$) では第二番目の渦 (V_2) の中心位置が等温条件に比べ下流側に移動している。さらに、加熱条件での渦スケールは著しく増大していることが見て取れる。渦度の分布に着目すると加熱条件では、円柱後流の渦領域と主流の境界がなめらかに区分されているのに対して、等温条件ではその境界が入り組んだ構造になっている。図3(c), (d)に示す $S/D=1.4$ では、いずれの場合もスリット流を中心とした対称構造となる。ただし、加熱条件では、等温条件に比較して、スリット流が直線的に流れていることや円柱後流の領域の下流方向での広がりが少ないなどの特徴が見て取れる。

検査面内の渦度を100組のPIVデータから統計解析した結果、最大渦度の平均値 $|\omega|_{\max}$ は、 $S/D=0.5$ の等温条件では $|\omega|_{\max}=1178$ であり、加熱条件では $|\omega|_{\max}=1054$ となり、10.5%減少する。また、 $S/D=1.4$ の等温条件では $|\omega|_{\max}=1376$ であり、加熱条件では、 $|\omega|_{\max}=1076$ となり、約21.8%減少する。したがって、円柱を高温に加熱することにより、いずれの場合にも $|\omega|_{\max}$ が減少し、その減少率は渦干渉がない場合の方が高くなることが明らかとなった。

下流方向に対する渦度の減衰について検討を加えると、 $|\omega|_{\max}$ が50%以下となる領域は、 $S/D=0.5$ では等温条件で $x=30.7\text{mm}$ 以降である。加熱条件では $x=35.2\text{mm}$ 以降となる。 $S/D=1.4$ では等温条件で $x=26.2\text{mm}$ 以降である。加熱条件では $x=30.0\text{mm}$ 以降となる。非対称流、対称流ともに加熱条件では渦度の減衰が緩やかになる。このことは、渦スケールの拡大と局所的な粘性の増加により、粘性散逸による渦度の減衰効果が低下したことが主な原因であると考えられる。

3・2 時間平均的な流れ構造 図4(a)~(d)は円柱後流の時間平均速度 ($\bar{u}$) の二次元分布を示す。時間平均速度分布は100組のPIV計測結果の統計平均から求めた。いずれの場合でも円柱背後には、速度の遅い領域が形成される。また、図4(b)を除き、 $y=0\text{mm}$ を中

Fig.3 Instantaneous Wake Flow Structure by PIV

心軸としてほぼ上下対称の構造となる。ただし、 $S/D=0.5$ の等温条件では、3・1節で述べたように Small wake area と Large wake area が形成される非対称流構造となるが、図 4(a)に示すように時間平均速度分布は上下対称構造となっている。この結果は、先に議論した非対称流の切り替わり現象がほぼ同じ頻度で生じているためであると考えられる。また、この場合では $y=0$ の下流 $x=18\text{mm}$ 付近で $\bar{u}$ が最小となる低速領域が現れる特徴が見て取れる。

図 4(b) に示した $S/D=0.5$ の加熱条件では、Large wake area に負の速度領域(W_L)の著しい発達を観察される。これに対して Small wake area の負の速度領域(W_S)には、加熱による顕著な影響が Large wake area ほど観察されない。

図 4(c)および(d)に示した渦干渉がほとんどない $S/D=1.4$ でも、等温条件より加熱条件の方が円柱後流の速度の遅い領域(W_i)の発達が観察される。また、 $S/D=1.4$ では、スリット流の減速は加熱条件の方が緩やかであり、スリット流が保存される傾向が見て取れる。スリット流に及ぼす円柱加熱の影響は、 S/D によ

り変化する。たとえば、 $x=5\text{mm}$ におけるスリット流中の最大時間平均速度は、 $S/D=0.5$ では、円柱加熱により $\bar{u}_{s,max}=1.01\text{m/s}$ から $\bar{u}_{s,max}=0.96\text{m/s}$ とおよそ 5% 減少するのに対して、 $S/D=1.4$ では $\bar{u}_{s,max}=1.32\text{m/s}$ から $\bar{u}_{s,max}=1.38\text{m/s}$ とおよそ 5% 増加する。これらの現象は、加熱円柱後流の温度構造と密接な関連があると考えられるため、次節で述べる温度測定結果と併に検討を加える。

3・3 加熱円柱後流の温度構造

図 5 (a)および(b)は $q=72.6\text{kW/m}^2$ における $S/D=0.5$ および 1.4 の時間平均温度分布である。いずれの場合にも、円柱直後には 300°C 以上の高温領域が形成され、下流方向に向かうに従い徐々に温度は低下する。ただし、その構造には、大きな相違点が 2 点ある。1 点目は温度の減衰率であり、2 点目はスリット流の温度である。 $S/D=0.5$ の場合では、円柱後流の高温領域は上方の円柱後流に偏っている。また、 $x=5\text{mm}$ におけるスリット流の中心位置は $y=2\text{mm}$ であり、検査面中の時間平均最高温度(T_h)は、 $x=5\text{mm}$, $y=2.5\text{mm}$ で計測され $T_h=373^\circ\text{C}$ となり、円柱後流の最高温度領域はスリット流のほぼ中心に存在する。 $x=5\text{mm}$ における加熱円柱直後($y=\pm 3\text{mm}$)の位置の温度

Fig.4 Two Dimensional Mean Velocity Profiles in the x-direction

Fig.5 Two Dimensional Mean Temperature Profiles in the x-direction

は、上方が 361°C であり、下方が 296°C である。 $x=40\text{ mm}$ では、それぞれ 223°C と 153°C となり、 Large wake area の温度は低くなる。

これに対して、 $S/D=1.4$ では、加熱円柱直後に対応する $x=5\text{ mm}$, $y=\pm 4.8\text{ mm}$ の温度は上下共に 285°C であ

る。 $x=40\text{ mm}$ では、上方が 74°C であり、下方が 82°C である。従って、温度の減衰率は、 $S/D=1.4$ の場合の方が著しく大きい。上下の円柱後流の温度分布はほぼ等しくなっていることから、温度構造も対称である。また、 $S/D=1.4$ の場合では、スリット流の部分が最低温

Table1 Local Property ($q=72.6\text{ kW/m}^2$)

S/D	$q [\text{kW/m}^2]$	$T_l [^\circ\text{C}]$	$v_l [\text{mm/s}]$	v_l/v_∞	$Re_{v,l}$
0.5	72.6	373	60.0	3.73	67
1.4	72.6	337	54.6	3.39	74

(a) Isothermal

Fig.6 Vortex Interaction Criterion

(b) $q=72.6\text{ kW/m}^2$ Fig.7 Effect of S/D on Strouhal Number

度となっている。すなわち、 $S/D=0.5$ では、スリット流は上下の円柱からの熱伝達により高温となった流れが通過しているのに対して、 $S/D=1.4$ では、スリット流の中心付近を円柱加熱の影響を受けない主流温度に等しい流れが通過していることが見て取れる。

表1は加熱円柱からはく離れた渦の重要な特性値として $x=5\text{ mm}$ の時間平均最大温度 T_l 、 T_l に基づく局所動粘性係数 ν_l および ν_l に基づく局所レイノルズ数 $Re_{\nu,l}$ を示す。加熱条件の ν_l は、 $S/D=1.4$ では常温時の3.4倍、 $S/D=0.5$ では3.7倍まで増加する。そのような局所的な動粘性係数の増加は、主流との間にせん断力の著しい差を発生させる原因になり、周囲流体との粘性散逸が減少し、下流側まで明確な渦列が観察された原因の1つとなったと考えられる。

図6は各円柱間隔比(S/D)に対する流れ構造の分類結果である。等温条件では、 S/D の条件により非対称流(Asymmetry with Switching Motion)、遷移領域(Transition)、対称流(Symmetry)の3つの状態が観察される。ここで、 $0.9 < S/D < 1.2$ の遷移領域では、非対称流と対称流が不規則に入れ替わる現象が観察される。加熱条件では、非対称流の範囲が $S/D < 1.2$ となり、等温条件よりも約30%拡大し、遷移領域は確認できない。加熱条件の非対称流は先に述べたようにスリット流が常に上方に偏る構造となる。なお、対称流が形成される S/D の範囲は等温条件とほぼ同じである。

3・4 ストローハル数 図7(a)および(b)に等温条件および加熱条件の S/D を変化させた場合の円柱直径を代表長さとするストローハル数($St=fD/U_\infty$)の分布をそれぞれ示す。渦周波数(f)は $x=15\text{ mm}$ における円柱後流の時系列速度変動および温度変動を周波数解析して求めた。上下の円柱後流が干渉する $S/D < 1.2$ では、 St_1 、 St_2 、 St_3 の3つの卓越周波数が観定される。図中の最小ストローハル数(St_1)はLarge wake areaの渦周波数に対応し、最大ストローハル数(St_2)はSmall wake areaの渦周波数に対応する。 St_3 は従来の等温条件の研究^{(7),(10)}で指摘されているようにスリット流の振動周波数に対応している。図7(a)に記載したSpivack⁽²²⁾の結果に代表されるように従来の等温条件の実験⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾および数値解析^{(11),(12)}でも複数の卓越周波数が報告されている。ただし、Spivackの結果は、本研究より全体的に St の値が大きくなっている。等温条件と加熱条件では、 St_1 、 St_2 および St_3 の特性は異なる。

等温条件の St_1 は S/D の増加に伴い連続的に増加する。 St_2 は S/D の増加に伴いやや増加した後、減少し、最終的には単一周波数に収束している。また、 St_3 は $S/D < 0.9$ ではほぼ一定であるが、その後の $0.9 < S/D < 1.2$ の遷移領域では S/D の増加に伴い急速に増加する。 St_1 、 St_2 、 St_3 は $S/D > 1.2$ で1つの St の値に収束し、最終的には対称流構造となる。

これに対して、加熱条件では、 S/D が0.9程度までほとんど変化せず、その後、 $S/D=1.2$ まで緩やかに増加

Fig.8 Flow Structure Models for Different S/D

する。また、 St_2 および St_3 は S/D が変化してもその値は変わらない。さらに、加熱条件では、 St_1, St_2, St_3 は最終的に単一の周波数に収束せず St_1, St_2 が $S/D=1.2$ で消滅する形態となる。このことは、図6で述べた加熱条件の場合では非対称渦構造から対称流構造に変化する際に遷移状態がほとんど観察されていないことに起因すると考えられる。なお、 $S/D=1.2$ の St は、等温条件では、 $St_1=0.20$ 、 $St_2=0.22$ であり、加熱条件($q=72.6\text{ kW/m}^2$)では、 $S/D=1.2$ で $St_1=0.11$ 、 $St_2=0.19$ となり、加熱条件では、 St_1 は約50%、 St_2 は約20%それぞれ減少する。

$S/D>1.2$ で測定される単一の周波数 St_3 は、高温加熱による局所動粘性係数の増加を考慮することにより、単一円柱後流の St を表す際に用いた局所的な動粘性係数の増加を考慮した次式⁽¹⁾と良く一致する。

$$St_{v,l} = 0.212(1 - 21.2 / Re_{v,l}) \cdots \cdots (2)$$

したがって、 $S/D>1.2$ の渦構造は、局所動粘性係数の増加を考慮することにより単一円柱の場合と同様に取り扱うことが可能である。

以上の結果から並列2円柱後流の流れ構造は図8(a)および(b)に示すように円柱間隔比(S/D)により2つの異なるモデルに分類できる。図8(a)に示すような渦の干渉がある場合に形成される非対称流構造では、等温条件ではスリット流により非対称流構造が上下不規則に切り替わる現象が観察される。しかしながら、加熱条件では切り替わり現象は現れず、スリット流は常に上方側へ偏る。図8(b)に示した渦干渉のない場合では、円柱後流の構造はスリット流を挟み対称流構造となる。この場合では円柱が高温に加熱された場合でも、加熱による局所動粘性係数の影響を考慮することにより、先の単一円柱を高温加熱した研究⁽¹⁾で説明した現象とほぼ同様に取り扱うことができる。

4. 結 論

円柱間隔および円柱加熱が、並列に設置された二つの円柱後流の構造におよぼす影響について実験的に検討を加えた。実験範囲は、円柱直径 $D=4\text{ mm}$ 、レイノルズ数 $Re=250$ 、円柱間隔比 $S/D=0.5\sim 1.4$ 、円柱加熱熱流束 $q=0\sim 72.6\text{ kW/m}^2$ (壁面温度 $T_w=600^\circ\text{C}$ 程度)である。

(1) 円柱後流の流れ構造は、円柱間隔比(S/D)と加熱熱流束(q)によって二つの異なった特性が現れる。一つは干渉の起きない場合に形成される対称流構造であり、もう一つは渦の干渉が積極的に起こる場合に形成される非対称流構造である。

(2) 対称流構造は、 $S/D>1.2$ の範囲で観察され、形成される渦は、本研究の実験範囲では、単一円柱後流に形成されるカルマン渦列とほぼ同様な特性を持つ。また、加熱条件でも局所動粘性係数の増加を考慮することにより単一円柱の場合と同様に取り扱うことが可能である。

(3) 非対称流構造は、 $S/D<1.2$ で観察され、円柱間を通過するスリット流により、Small wake areaとLarge wake areaに分けられる。Small wake areaには、定在する双子渦が形成され、Large wake areaにはカルマン渦列と非常に近い特性の周期性がある渦が形成される。なお、 $0.9<S/D<1.2$ の等温条件では、非対称流と対称流に流れ構造が不規則に切り替わる遷移現象が観察される。円柱が常温の場合では、Small wake areaとLarge wake areaは上下不規則に切り替わる。ただし、その確率は同程度である。加熱条件では、切り替わり現象は現れず、スリット流は常に上方側へ偏り、Small wake areaは常に上方の円柱背後に形成される。また、高温加熱の影響によりLarge wake area空間スケールは拡大し、ストローハル数は減少する。

文 献

- (1) Yahagi, Y., Structure of Two Dimensional Vortex behind a Highly Heated Cylinder, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64,

- No.622 (1998) , pp.1825-1831.
- (2) Wardana, I.N.G., Ueda, T., and Mizumoto, M., Effect of strong wall heating on turbulence statistics of a channel flow, *Experiments in fluids*, Vol.18, (1994), pp.87-94.
 - (3) Ueda, T., Imaizumi, H., Mizomoto, M., Shepherd, G., Velocity statistics along the stagnation line of an axi-symmetric stagnating turbulent flow, Structure of Grid Turbulence through a Heated Screen, *Experiments in Fluids*, Vol.22 (1997), pp.473-481.
 - (4) Ueda, T., Hisai, O., Wardana, I.N.G., Mizomoto, M., Structure of Grid Turbulence through a Heated Screen, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.56, No.532 (1990) , pp.3881-3888.
 - (5) Yahagi, Y., Yoshino, S., Vortex Structure behind a Highly Heated Cylinder in Turbulent Crossflow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.67, No.657 (2001) , pp.1219-1226.
 - (6) Zdravkovich M.M., Review-Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements, *Trans ASME* (1977), pp.618-633.
 - (7) Moriya, M., Md. Mahbub ALAM., Takai, K., Sakamoto, H., Fluctuating Fluid Forces of Two Circular Cylinders in Parallel Arrangement at Close Spacing, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.68, No.676 (2002), pp. 3310-3315.
 - (8) Yamamoto, T., Hirano, K., and Kikuchi, M., Fluctuating Forces Acting on Two Circular Cylinders Arranged Side by Side to an Approaching Flow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.51, No.432 (1985), pp.84-637.
 - (9) Okajima, A., Sugitani, K., and Mizota, T., Flow around a Pair of Circular Cylinders Arranged Side by Side at High Reynolds Numbers, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.52, No.480 (1985), pp.2844-2850.
 - (10) Ichioka, T., Kawata, Y., Nakamura, T., Izumi, H., Kobayashi, T., and Takamatsu, H., Research on Fluidelastic Vibration of Cylinder Arrays by Computational Fluid Dynamics : 1st Report, Analysis on Two Cylinders and a Cylinder Row, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.61, No.582 (1995), pp.503-509.
 - (11) Hishida, H., Adachi, T., Koike, S., and Kanda, N., Effect of P/D Ratio Associated with Square-Pitched 4×4 Cylinder Arrays in Cross Flow on Gap Jet Drift Characteristics, *CFD 2000, C10-4* (2000), pp.1-10.
 - (12) Sumner, D., Price, S.J., and Paidoussis, M.P., Investigation of impulsively-started flow around side-by-side circular cylinders: application of particle image velocimetry, *Journal of Fluids and Structures* (1997) pp.597-615.
 - (13) Okui, K., Mikami, F., Flow around a Pair of Circular Cylinders Arranged Side-by-side at Various Spacings on Flat Plate, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.55, No.515 (1989), pp.1806-1811.
 - (14) Kim, S., Sakamoto, H., A Study on Characteristics of Flow-Induced Vibrations of Two Circular Cylinders in Staggered Arrangement, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.73, No.725 (2007), pp.2830-2837.
 - (15) Igarashi, T., Yamasaki, H., Fluid Flow and Heat Transfer Around Two Circular Cylinders Closely Arranged in Tandem : Effect of Reynolds Number, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.55, No.517 (1989), pp.2800-2808.
 - (16) Aiba, S., Tsuchida, H., and Ota, T., Measurement of Thermal Conductivity of Liquids by Transient Hot-Wire Method : 2nd Report, Measurement under High Pressure, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.46, No.406, (1980), pp.1134-1145.
 - (17) Lange, C.F., Durst, F., Breuer, M., Momentum and heat transfer from cylinders in laminar crossflow at $10^{-4} < Re < 200$, *International journal of heat and mass transfer*, Vol.41, (1998), pp.3409-3430
 - (18) Yamamoto, H., Hattori, N., Forced-Convection Heat Transfer from a Single Row of Circular Cylinders in Cross Flow : Correlation Equation, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.63, No.608 (1997) , pp.1481-1484.
 - (19) Ichimiya, K., Akino, N., Kunugi, T., and Mitsushiro, K., A Fundamental Study of the Heat Transfer and Flow Situation around Spacers : In the Case of a Single Row of Several Cylindrical Rods in Cross Flow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.54, No.500 (1998) , pp.925-933.
 - (20) Adachi, T., Ono, H., Matsuuchi, K., Kawai, T., and Cho, T., Flow around a Circular Cylinder in the High Reynolds Number Range (Effect of Surface Roughness), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.55, No.511 (1989) , pp.685-692.
 - (21) Adachi, T., Ozaki, T., Yamamoto, T., Eguchi, Y., Matsuuchi, K., and Kawai, T., Study of the Universal Strouhal Number over the Wide Reynolds Number Flow Range (Effect of Surface Roughness), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.61, No.583 (1995) , pp.793-799.
 - (22) Spivack, H. M., Vortex Frequency and Flow Pattern in the Wake of Two Parallel Cylinders at Varied Spacings Normal to an Air Stream, *Journal of the Aeronautical Sciences*, Vol.13, (1946) pp.289-301.