

# 低いレイノルズ数領域での円柱背面の伝熱流動

布施 肇・鳥居 修一  
二見 竜生\*・加治屋 重昭\*\*

## FLOW AND HEAT TRANSFER CHARACTERISTICS BEHIND CIRCULAR CYLINDERS IN LOWER REYNOLDS NUMBER REGION

Hajime FUSE, Shuichi TORII,  
Tatuo FUTAMI, and Shigeaki KAJIYA

The aim of this paper is to clarify flow and heat transfer characteristics behind circular cylinders. Our main attention is focused on the examination of the validity of heat transfer correlations, which have already been proposed by several authors. Heat transfer at the rear stagnation point and streamwise velocity were measured under the condition that free-stream turbulence and blockage factor are maintained considerably lower level. The examined range of the Reynolds number was from 7000 to 22000.

In the relatively high Reynolds number heat transfer coefficients are predicted by means of the existing correlations, while their prediction accuracy is insufficient in lower Reynolds number cases. A corresponding experimental result of the separated shear layer shows that the laminar-to-turbulent transition region is shifted in the upstreamwise direction, as the Reynolds number increases. It was found, therefore, that the transition of the separated shear layer has a significant effect on the heat transfer behavior.

### 1. 緒 言

二次元円柱まわりの流れは熱線風速計や熱交換器などに見られ、熱設計の見地からその流動特性についての実験的研究が数多く行なわれている。しかしながら、後流の非定常性や背面近傍の流体力学的挙動が複雑であるために、理論解析がかなり困難であり、得られた実験結果から統一した見解は得られていない。これは、それぞれの実験条件すなわち主流乱れ、ブロックージ比（円柱直径 $D$ と風洞壁間の距離 $L$ との比 $D/L$ ）の効果に起因すると考えられる。それに関して前者では、円柱後方岐点の熱伝達が主流の乱れ強さの増加に伴って向上することが指摘されており<sup>1), 2), 3)</sup>, Kestin<sup>4)</sup>はこれについての研究成果を系統的に纏めている。また後者では、ブロックージ比が大きくなる場合、円柱後方岐点のヌセルト数は風洞壁の干渉効果によって増

加することが報告されており<sup>5), 6)</sup>, この効果を考慮した熱伝達整理式がある程度整備されている。

Richardson<sup>7)</sup>は、従来の実験結果を整理してブロックージ比が零である場合の円柱後方岐点の熱伝達整理式を求めている一方、五十嵐ら<sup>8)</sup>は平板背面のはく離流に適用した体積モデルを円柱に採用して対応する整理式を導出している。また、ブロックージ比を考慮した円柱背面熱伝達に関しては桧和田ら<sup>5)</sup>の研究が挙げられる。これらの整理式は、円柱まわりの流れの様相には視点を向けずにレイノルズ数が10000以上を対象とした伝熱測定から導かれたものであり、レイノルズ数の10000付近あるいはそれ以下での予測精度については検討されていない。一般に熱伝達整理式は簡便であるので、適用できる範囲の流れと伝熱の様相が十分把握できれば、はく離流を伴う機器の熱設計に上記の整理式を用いる試みは有効であると考えられる。

以上のことから本報は、低いレイノルズ数領域を対象とした伝熱流動実験を行ない円柱背面の流れと熱伝達の両特性を明らかにするとともに、従来報告されている熱伝達整理式について検討することを目的としている。

## 2. 記号

$C_p$	圧力係数	$= (P - P_\infty) / (\rho U_\infty^2 / 2)$
$D$	円柱直径	
$f$	周波数	
$h$	円柱まわりの局所熱伝達係数	
$L$	長方形流路壁間の高さ	
$Nu$	ヌセルト数	$= hD / \lambda$
$P$	角度 $\theta$ の位置での円柱表面圧力	
$P_\infty$	円柱の影響を受けない主流の圧力	
$Re$	レイノルズ数	$= UD / \nu$
$Re_*$	修正主流レイノルズ数	$= U_* D / \nu$
$S(f)$	パワースペクトル	
$t$	時間	
$T_\infty$	主流温度	
$T_o$	円柱前方岐点の表面温度	
$Tr$	温度比	$= (T_\theta - T_\infty) / (T_o - T_\infty)$
$T_\theta$	角度 $\theta$ の位置での円柱表面温度	
$Tu$	X方向の乱れ強さ	$= ((u')^2)^{1/2} / U_\infty$
$u'$	主流方向の速度変動成分	
$U_\infty$	主流速度	
$U_*$	修正主流速度	$= U_\infty \{ 1 + 0.293 (D/L) + 0.822 (D/L)^2 + 1.954 (D/L)^3 \}$
$X$	流れ方向の座標あるいは円柱中心から流れ方向への距離	
$Y$	流れと垂直方向の座標あるいは円柱中心から流れと直角方向への距離	
$\lambda$	流体の熱伝導率	
$\nu$	流体の動粘性係数	
$\theta$	右まわりを正として、円柱前方岐点から測った角度	

## 3. 実験装置と実験方法

2枚の多孔板からなる風洞で整流された空気が、風洞出口に取り付けた長方形流路に入り、その入口から300mmの位置に水平に固定された加熱円柱のまわりを流れ外部へ放出される。使用した加熱円柱の詳細な構造と円柱まわりの壁温の測定方法は文献(9)で説明して

いるのでここでは省略する。円柱まわりの壁面圧力は、加熱円柱と同直径の銅製円柱に0.2mmの圧力孔を開けて、これを円柱前方岐点から180°まで回転させて求めた。さらに、主流と円柱背面の流れの測定にはI型プローブを用い、得られた出力信号を市販のFFT (Fast Fourier Transform) 解析器で整理してそのパワースペクトルを求めた。各試験円柱の直径は7mm, 8mmおよび10mmであり、これらに対するブロックage比はそれぞれ0.052, 0.059, 0.063であった。レイノルズ数  $Re$  は7000から22000までの範囲であった。

実験では、円柱上流側の主流方向の速度と乱れ強さを管断面全域にわたり一様であると仮定しているが、双方の測定結果から壁面近傍を除く約94%の領域で一様性が保持されていた。表1は、加熱円柱のかなり上流域で測定した流路断面中心付近の乱れ強さを示したものである。Kestinら<sup>10)</sup>の結果に従えば、主流乱れの影響は殆どないものと考えられる。一方、著者ら<sup>9)</sup>は、主流乱れ強さが影響しない範囲でも高周波成分が乱れに含まれているような場合は熱伝達に影響することを指摘している。図1は、レイノルズ数が10000において、 $D=7\text{mm}$ ,  $D=8\text{mm}$ および $D=10\text{mm}$ の主流パワースペクトルである。図から分かるように、高周波成分は主流乱れに含まれていないのでこの影響はないと判断した。円柱を固定している流路測定壁近傍では、軸方向熱伝導損失によって円柱壁に温度勾配が現われるが、この領域を除く約86%の部分で一定壁温が得られた。一方、円柱まわりの壁温は円柱中央で測定した

表1 各円柱の主流の乱れ強さ

D (mm)	$Tu$ (%)
7	0.180 ~ 0.350
8	0.180 ~ 0.350
10	0.170 ~ 0.350

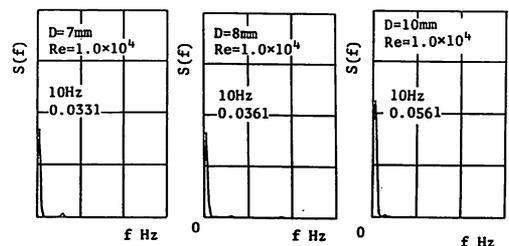


図1 各円柱の主流のパワースペクトル

ので、その精度は上記の熱伝導損失によって左右されることはない。圧力分布を除く上述の各測定結果の中で、対応する円柱前方岐点のヌセルト数が理論値<sup>11)</sup>と約3%以内で一致したもののみを実験結果として採用した。

#### 4. 実験結果と考察

##### 4.1 円柱後方岐点のヌセルト数

図2は各円柱の後方岐点のヌセルト数  $Nu$  をレイノルズ数  $Re$  との関係で示したものである。図中の破線は上記で触れた五十嵐<sup>8)</sup>の整理式であり、次式で表わされる。

$$Nu = 0.172 Re^{2/3} \quad (1)$$

また、桧和田<sup>5)</sup>も先に述べたように、円柱後方岐点の熱伝達整理式としてブロック比を考慮した次式を導出している。

$$Nu = 0.176 Re_*^{2/3} \quad (2)$$

この式に  $D/L = 0$  を代入した結果すなわちブロック比が零の場合の熱伝達整理式を図中に実線で併記している。これらの整理式に対して、得られた実験結果はブロック比の影響を多少含んである。本実験のブロック比を式(2)に代入した際、得られたヌセルト数はブロック比が零の場合に比べて約2%増加するが、この程度のヌセルト数の増加は無視できるものと考えられる。円柱後方岐点のヌセルト数とブロック比の関係を示した桧和田らの論文(5)の図16

によれば、一節で述べたように円柱後方岐点のヌセルト数はブロック比が大きくなるにつれて増加する傾向にある。これに従えば、図中の実験結果は何れも整理式より多少高めに位置していなければならないが、比較的低いレイノルズ数領域の実験点はかなり低い。一方、レイノルズ数が15000以上では、何れの円柱の実験結果も上記の整理式と5%以内で一致している。各円柱ともレイノルズ数の増加に伴い整理式に漸近する傾向は同じであるが、 $D = 7\text{ mm}$  と  $8\text{ mm}$  の実験点はレイノルズ数が約13000以上で急激に整理式に近づくという点で10mmの場合と多少異なっている。従って、円柱後方岐点のヌセルト数を上記の2つ式の何れかで整理する際、その予測精度はレイノルズ数が比較的低い領域では芳しくないことが分かった。そこで、円柱まわりの壁温と圧力の分布および円柱背面の流れから、上述の結果が現われる背景について検討してみよう。

##### 4.2 円柱まわりの壁温と圧力の分布

図3(a), (b), (c)は各円柱における円柱まわりの壁温分布を示している。図中の縦軸は、角度  $\theta$  の円柱表面と主流の温度差を円柱前方岐点と主流の温度差で除した無次元温度である。円柱前面の壁温は約90°まで急激に上昇しているが、これは各円柱ともほぼ同じ曲線で表わされる。また、円柱前面で見られるこのような分布形はレイノルズ数が増加しても大きくは変わらない。一方、円柱後方の壁温分布形は円柱径とレイノルズ数の違いによって異なる。円柱径が7mmと8mmの場合、 $Re = 7000$ の壁温は約120°付近までやや増加し、その後円柱後方岐点に向けてゆるやかに減少している。 $Re = 15000$ までの壁温は120°付近で凹部が現われた後、 $Re = 7000$ の場合より激しい減少傾向を示している。ここで、壁温分布に凹部が見られるのは、二次うず<sup>12)</sup>が現われその影響が顕著になったためであると考えられる。さらにレイノルズ数が増加した場合、壁温は後方よどみ点まで単調に減少し、その傾きはこれまでのレイノルズ数の場合よりも大きい。同様の温度分布は円柱径が10mmの場合にも見られるが、壁温が円柱後方岐点まで単調に減少する傾向はレイノルズ数が13000で既に現われている。こうして見てくると、 $D = 7\text{ mm}$ 、 $D = 8\text{ mm}$  および  $D = 10\text{ mm}$  の円柱後方岐点のヌセルト数がレイノルズ数の増加に伴って整理式に漸近する先の結果は、円柱背面の壁温分布の変化すなわち壁温が円柱後方岐点に向けて急激に減少することに

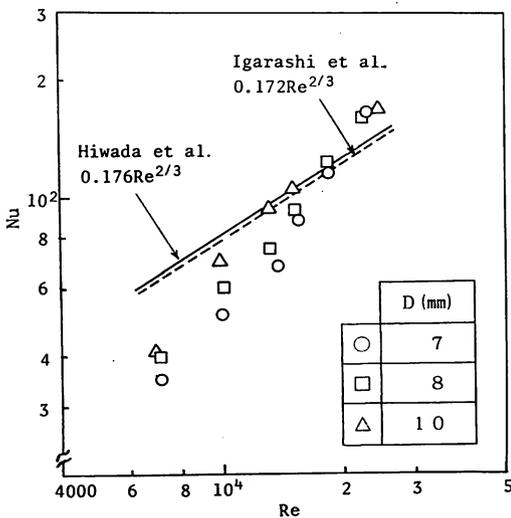


図2 円柱後方岐点のヌセルト数

対していると考えられる。

図4は、各円柱において、レイノルズ数の違いによる円柱まわりの圧力分布の変化を示している。はく離

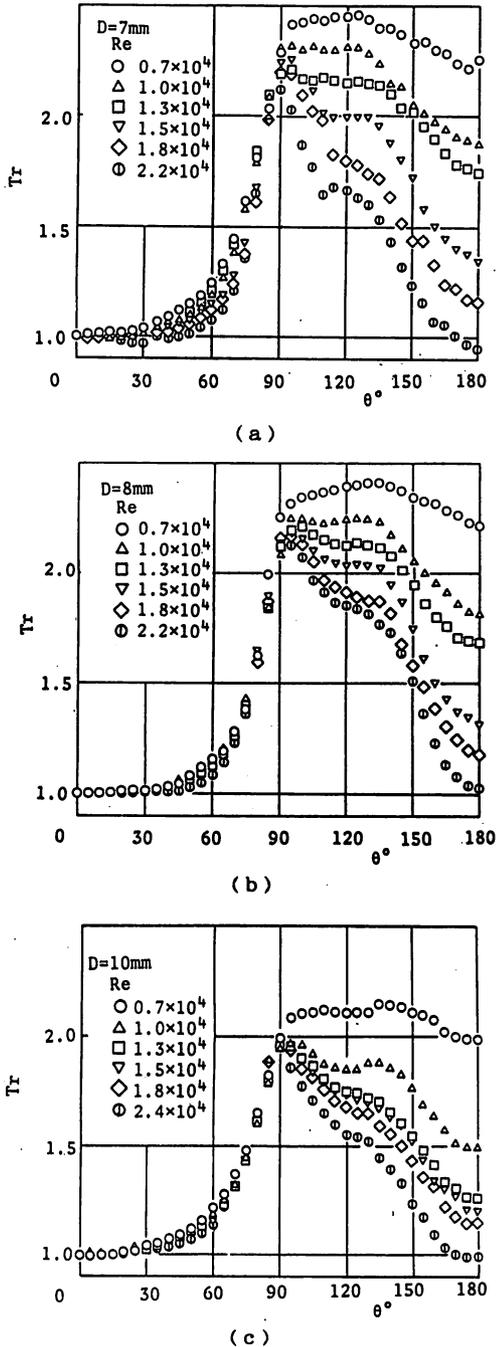


図3 円柱まわりの壁温分布

点は、円柱表面上の摩擦応力の測定からあるいは円柱に塗料を塗りそれがはく離点に吹き寄せられることから求められるが、ここではそれらの実験を行っていないのではなく離点の位置を正確に求めることはできない。しかしながら、はく離点が圧力の最小値から急激に上昇している領域にあることは確かである。またこのことから、実験で現われたはく離が層流はく離であることは明らかである。各円柱の円柱まわりの圧力分布は何れの円柱も同じような形を示しており、円柱後方の圧力はレイノルズ数が増すにつれて減少している。そのような傾向は、レイノルズ数の変化に対して緩やかなものであり、先の壁温分布の場合のように分布形が各レイノルズ数によって大きく異なることはない。

4.3 はく離せん断層の特性

前節から、レイノルズ数の違いによって円柱まわりの壁温分布形に大きな変化が現われることが分かった。これは円柱背面の流れの様相がレイノルズ数によって異なったことが考えられる。また著者ら<sup>9)</sup>は、

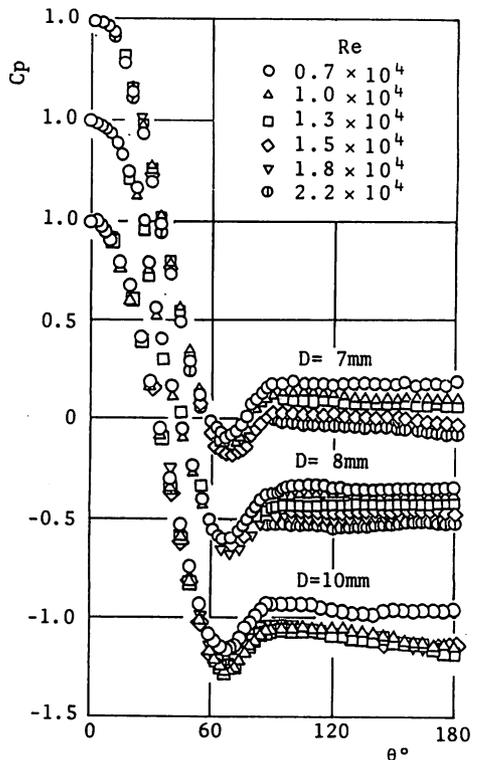


図4 円柱まわりの圧力分布

円柱背面の熱伝達ははく離せん断層内の特性と密接な関係があることを明らかにしているのので、以下ではこれについて検討を試みる。

まずはく離せん断層の形状を求めるには円柱後方の速度分布が必要である。この測定はプローブ先端を上流側に向けこれをY方向に移動して求めた。図5は、 $D = 7\text{mm}$ でレイノルズ数が10000の場合に、後流の速度分布が下流方向に変化する過程を表わした一例である。特に円柱背面近傍では流れが逆流しているのので、この領域の測定値を主流方向のものと同視するには多少問題がある。一方、安達ら<sup>13)</sup>の定義に従って、せん断層の外側、内側境界を速度が極大、極小値をとる位置とし、この領域をせん断層の厚さと定めた。従って、先に触れたように主流速度の測定精度は円柱背面近傍で多少劣ってはいるが、これによって求めたせん断層の形状に大きな違いが現われるとは思われない。

図6(a), (b), (c)は、3つの異なるレイノルズ数について得られた各円柱のはく離せん断層の形状を比較したものである。レイノルズ数が比較的小さい場合、せん断層は下流に向けて多少厚くなってはいるものの、何れの円柱のものもかなり薄い。一方レイノルズ数が13000の場合のせん断層は各位置で対応する先の結果より厚く、後方に向けてのせん断層の広がり方は円柱径が大きいほど激しい。さらにレイノルズ数が増

加した場合 ( $Re = 22000$ )、せん断層は各円柱ともほぼ同じ形状であり、その厚さはレイノルズ数が13000で  $D = 10\text{mm}$ の場合に近い。すなわち、 $Re = 13000$ 以上では、 $D = 7\text{mm}$ と  $D = 8\text{mm}$ のせん断層の形状は  $D = 10\text{mm}$ の結果に急激に近づいていることが窺える。以上の結果から、レイノルズ数の違いによる各円柱のせん断層の変化が明らかになったので、次にその内部の様相を検討する。

図7(a), (b)は、 $D = 7\text{mm}$ でレイノルズ数が10000の場合に、円柱中心から0.1直径だけ下流で測定したせん断層中心付近の速度変動波形とそのパワースペクトルである。ここで、図7(b)の縦軸の目盛は任意である。

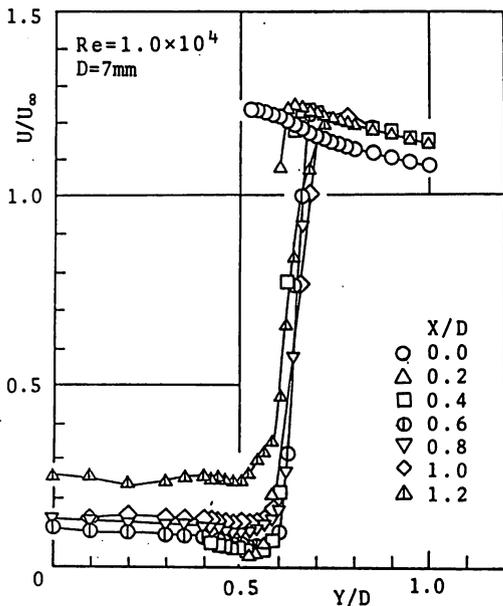


図5 後流の速度分布

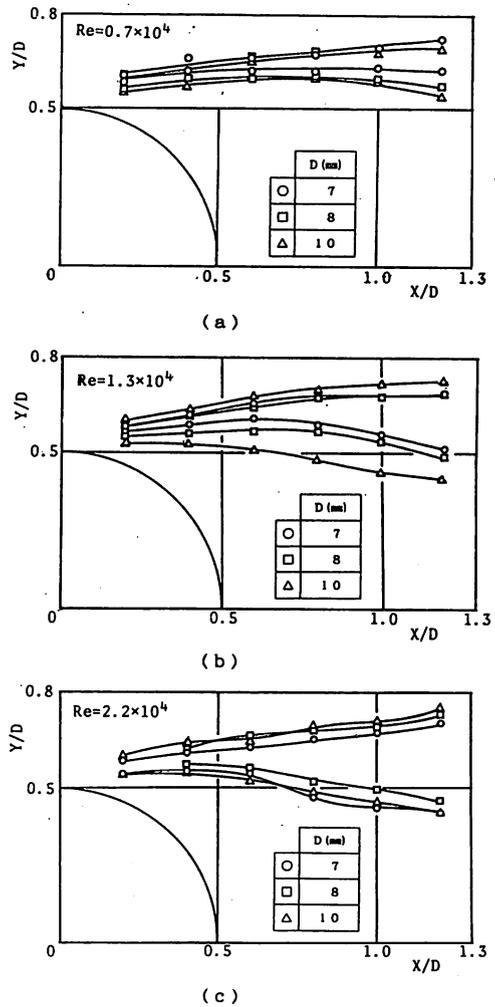
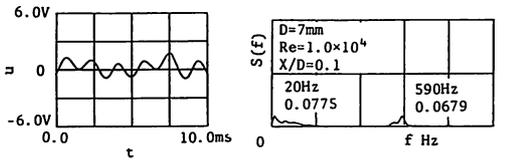


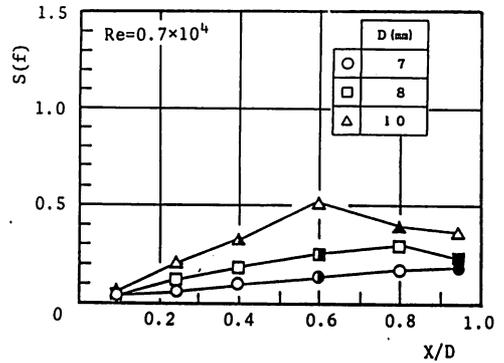
図6 各円柱のせん断層の形状



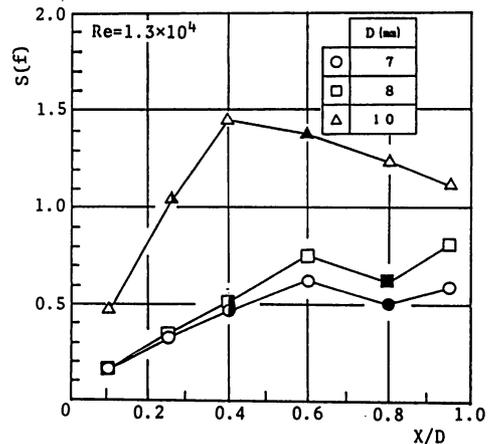
(a) 渦放出周波数 (b) パワースペクトル

図7 はく離せん断層内の速度変動

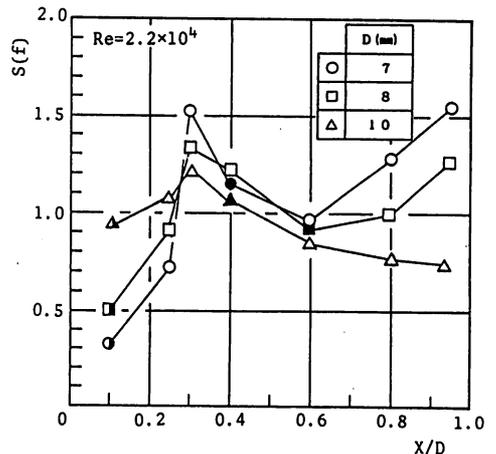
図7(a)の正弦波形から求めた渦放出周波数は、図7(b)のスペクトルの最大値のそれと対応している。こうして求めたパワースペクトルの最大値すなわち渦放出周波数を持つエネルギーの流れ方向の変化を、図6の結果と対応させて図8(a), (b), (c)に纏める。前で述べたように、円柱まわりの境界層は層流はく離しているの、はく離直後のせん断層は層流である。周知のとおり、層流から乱流への流れの遷移は一点で起こるのではなく流れ方向にある幅を持つ領域内で現われるので、乱流遷移点を厳密に定めることはできない。一方、層流はく離した境界層が層流から乱流に遷移する際、Bloor<sup>14)</sup>は乱流への遷移に先駆けて流れの中に遷移波と呼ばれる比較的規則正しい速度変動が現われることを報告している。そこでこれに従って、図7(a)の波形に高周波の波形が現われ始めた位置を乱流遷移の開始点とし、それが波形全体に現われた位置を乱流終了点として、両点を半黒と全黒で図中に併記し遷移領域を表す。レイノルズ数が7000の場合、何れの円柱とも乱流遷移はかなり下流位置で起こっている。一方、 $Re = 13000$ の場合の乱流遷移は、各円柱とも  $Re = 7000$ の場合より上流側へ移動しており、特にこの傾向は  $D = 10\text{mm}$ で顕著である。更にレイノルズ数が増加した場合、何れの乱流遷移も円柱にかなり接近している。せん断層が乱流に遷移すれば、主流とせん断層、せん断層と死水域の間の運動量輸送が活発に行なわれてせん断層の速度勾配が早期に平滑化され、せん断層の渦度もこれに伴って拡散されるので、せん断層は急激に厚くなると考えられる。またこれに伴って、円柱背面からの熱の拡散も活発になるであろう。従って、先に述べたように、高レイノルズ数域での円柱背面の壁温が後方岐点に向けて急激に減少したのは、乱流遷移が早期に起こったことに起因していると考えられる。さらに、 $D = 7\text{mm}$ と  $D = 8\text{mm}$ の遷移領域がレイノルズ数の増加によって急激に円柱に近づいていることは、実験点が  $Re = 1,000$ 以上で整理式に漸近することに対応している。一方、 $D = 10\text{mm}$ のせん断層は他の円柱よ



(a)



(b)



(c)

図8 せん断層内パワースペクトルの主流方向の変化

りも早い段階で乱流に遷移しているため、ヌセルト数もこれに対応してかなり低いレイノルズ数領域から熱伝達整理式に近づいている。何れにしても、円柱後方岐点の実験値が熱伝達整理式で纏められる結果は、せん断層の乱流遷移がかなり円柱に近づいて起こったものであると考えられる。

以上の状況から判断して、円柱後方岐点の熱伝達はせん断層の乱流遷移と関係があり、用いた熱伝達整理式で纏められるものとそうでないものとは円柱背面の流れの様相がかなり異なっていることが分かった。

## 5. ま と め

レイノルズ数が比較的低い領域において円柱を加熱した伝達実験を行ない、以下のような知見を得た。

- (1) レイノルズ数が10000以下の領域では、円柱後方岐点のヌセルト数は式(1)、(2)では整理しにくい。
- (2) 円柱まわりの圧力分布の変化はレイノルズ数の変化に対して壁温分布ほど敏感ではない。
- (3) 式(1)あるいは式(2)で整理できる結果はせん断層の乱流遷移が円柱に接近しているのに対して、そうでないものは乱流遷移がかなり下流域で行なわれることから、円柱背面熱伝達はせん断層の特性に左右される。

## 文 献

- 1) Petrie, A. M. and Simpson, H. C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 – 8 (1972), 1497.
- 2) Boulos, M. I. and Pei, D. C. T., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 17 – 7 (1974), 767.
- 3) Yardi, N. R. and Sukhtame, S. P., *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.*, FC (b) – 29 (1978), 347.
- 4) Kestin, J., *Advances in Heat Transfer*, vol. 3. P1, Academic Press, New York, 1966.
- 5) 桧和田・ほか3名, *機論*, 42–360, 2部 (1967), 2481.
- 6) 桧和田・揚淵, *機論*, 46–409, B (1980), 1750.
- 7) Richardson, P. D., *Chem. Engr. Sci.*, 18 (1963), 149.
- 8) 五十嵐・平田, *機論*, 39–322, 2部 (1973), 1890.
- 9) 布施・ほか2名, *機論*, 50–453, B (1984), 1302.
- 10) Kestin, J. and Wood, R. T., *Trans ASME, Ser. C*, 93–4 (1971), 321.
- 11) Goldstein, S., *Modern Developments in Fluid Dynamics*, (1964), 632, Dover.
- 12) Son, J. S. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, 35 (1969), 35 (1969), 353.
- 13) 安達・加藤, *日本航空宇宙学会誌*, 23–256, (1975), 45.
- 14) Bloor, S., *J. Fluid Mech.*, 19 – 2 (1964), 290.