

直径の異なった円柱を用いた円柱背面の伝熱流動特性

布施 肇*・鳥居 修一・有蘭 美和**

(受理 平成4年2月2日)

Flow and Heat Transfer Characteristics behind Circular Cylinders with Different Size

Hajime FUSE, Shuichi TORII, and Miwa ARIZONO

An experimental study is conducted on heat transfer from slightly heated circular cylinders with various diameters in cross flow under the same condition of the free-stream turbulence. Emphasis is placed on the influence of the diameter of the cylinder, D , on the heat transfer coefficient at the rear stagnation point. By using a hot-wire anemometer, spectrum analysis of the anemometer signal with a Fourier analyzer is employed to investigate the separated shear layer formed behind the circular cylinder. Moreover, the temperature distribution behind it is measured with the use of a resistance thermometer. The cylinders tested have a diameter of 10, 12, 14 and 18mm. The examined region of the Reynolds number ranges from 7000 to 13000. The Nusselt number at the rear stagnation point varies with the cylinder diameter at the same Reynolds number. Corresponding separated shear and thermal boundary layers are also influenced. The laminar-to-turbulent transition region moves in the streamwise direction due to a variation in D . It was found that heat transfer from cylinder is affected by the cylinder size, and is closely related with the streamwise movement of the transition region of laminar to turbulence in the separated shear layer.

1. 緒 言

鈍い物体が一樣流中に置かれたような状況は熱線風速計、熱交換器のような機器で見られ、その伝熱特性の研究は古くから活発である¹⁾。特に、円柱背面の熱伝達は円柱前面と同様に重要でありそれに関する成果は数多く報告されているが、主流乱れ強さ、ブロックージ比などの実験条件の違いによって円柱背面の流力特性が異なり必ずしも一致した見解は得られていない。現在、計算機の目覚ましい進歩に伴ってはく離流の直接計算 (DNS)^{2, 3)} が可能になり、実験では得られなかった詳細な情報が入手できるようになったものの、後流の非定常性や背面近傍の流体力学的挙動がかなり複雑であるという点から、実験的研究は依然として進められている^{4, 5, 6)}。

Bloor⁷⁾ は、レイノルズ数を一定に保って円柱径を

変化させた実験から、レイノルズ数が1800以上では円柱径の違いによって渦形成領域の長さが変化することを明らかにしている。Gerrard⁸⁾ は、その特性を主流乱れの長さスケールの効果と結びつけているが、円柱径の違いによる円柱背面熱伝達に及ぼす影響については触れていない。そこで布施ら⁹⁾ は、主流条件をほぼ一定に保ち直径の異なる円柱を用いて円柱後方岐点の熱伝達係数を測定し、背面熱伝達に及ぼす要因として主流乱れ強さ、ブロックージ比の他に円柱径の違いも挙げられることを示唆するとともに、その違いによる円柱背面の伝熱機構への影響をはく離域の速度場 (速度分布、はく離せん断層とその内部のパワースペクトル分布) の情報から検証している。より精緻に伝熱機構を探るには温度場の情報も同時に入手することが望ましい。安達ら¹⁰⁾ は、はく離領域の速度分布の他に温度分布の測定結果から円柱まわりの熱伝達が音波を付

* : 鹿児島大学名誉教授

** : 南日本新聞社 (株)

加することによって向上することを明かにしている。

本報は、先の実験⁹⁾を一歩進めて後流の温度分布、温度変動の測定を中心に、層流はく離を引起こすレイノルズ数領域での円柱径の違いによる円柱背面の伝熱特性を改めて検討する。

2. 記号

c_p	定圧比熱
C_{pw}	抵抗線の比熱
D	円柱直径
f	周波数
h	円柱まわりの局所熱伝達係数
k_w	抵抗線の熱伝導率
L	長方形流路壁間の距離
Nu	ヌセルト数 $= hD/\lambda$
r	抵抗線の半径方向
r_w	抵抗線の半径
Re	レイノルズ数 $= U_\infty D/\nu$
$S(f)$	パワースペクトル
T	後流の温度
T_0	円柱前方岐点の表面温度
T_∞	主流温度
$T_{\infty, i}$	$\tau = 0$ の場合の主流温度
$T_{\infty, o}$	$\tau > 0$ の場合の主流温度
T_w	抵抗線の温度
Tr	温度比 $= (T - T_\infty) / (T_0 - T_\infty)$
Tu	X方向の乱れ強さ $= (u^2)^{1/2} / U_\infty$
U_∞	主流速度
U	X方向の時間平均速度
u	X方向の変動速度成分
X	主流方向の座標あるいは円柱中心から流れ方向への距離
Y	主流と垂直方向の座標あるいは円柱中心から流れと垂直方向への距離
ρ	流体の密度
ρ_w	抵抗線の密度
ν	流体の動粘性係数
λ	流体の熱伝導率
θ	右回りを正として、円柱前方岐点から測った角度
τ	時間
ϕ	無次元温度、式(4)

3. 実験装置と実験方法

使用した実験装置の概略を図1に示す。装置は、遠心送風機、乱れ強さを調整するためのハニカムと金網からなる整流筒、高さ(L)400mm、幅180mm、長さ1200mmの長方形流路で構成され、加熱円柱が流路入口から300mm下流に水平に固定されている。作動流体に空気を用いた。旋盤加工された溝をもつベークライト棒を円柱に使用し、その溝に沿って抵抗細線(直径0.01mm)を螺旋状に巻きこれを通電して加熱した。完成した加熱円柱の表面をエポキシ系接着剤で覆い、外形が真円になるように旋盤仕上げし更に紙やすりで磨いた。加熱円柱の構造については文献^{11, 12)}に詳述している。試験伝熱面として、軸方向の熱伝導損失を考慮し、加熱円柱全長180mmのうち円柱中央部を使用した。円柱の表面温度は0.03mm径のクロメル・アルメル熱電対で求めた。

主流とはく離せん断層内の時間平均速度と速度変動成分はI型プローブと定温度型熱線風速計を用いて測定し、得られた出力信号を市販のFFT解析器で変換してそのパワースペクトルを求めた。同様の計測を加熱円柱の背面に形成される温度場についても行ない、これに定電流型抵抗線(直径5 μ m)温度計を使用した。試験円柱には、直径が10mm, 12mm, 14mm及び18mmの4種類のものを用いた。円柱直径を代表長さとしたレイノルズ数は熱伝達係数の測定の場合には7000から13000の範囲とし、円柱後方の速度場と温度場の測定の場合は10000に固定した。長方形流路入口の断面内で平均速度と乱れ強さは、それぞれ流路幅のほぼ90%, 86%にわたり一定であったので、円柱前方の流れを一樣と判断した。ブロックage比は $D = 18\text{mm}$ で0.043であり、臨界値とされている0.04¹³⁾近傍にあることから、長方形流路壁の影響はほとんどないと判断した。各レイノルズ数の主流乱れ強さを4種類の円柱について表1に纏める。本報では、円柱前方岐点のヌセルト数が理論値¹⁴⁾と約3%以内で一致した場合のみ、円柱後方

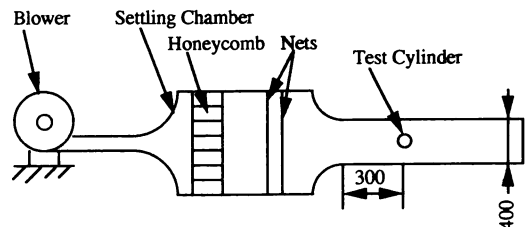


図1 実験装置

表1 主流の乱れ強さ

D (mm)	Tu (%)
10	0.190 - 0.230
12	0.180 - 0.220
14	0.190 - 0.220
18	0.200 - 0.230

起点の熱伝達係数及び対応する速度場と温度場の測定を行なった。

4. 抵抗線温度計の応答性の検証

温度計の応答時間より短い周期の温度変動を測定する場合、その精度は応答性によって大きく左右されるので、温度計の応答時間を把握しておくことが重要である。応答時間は抵抗素子の温度変化がその周りの流体の温度変化に遅れて生じるものであるので、温度計の応答時間の算出を抵抗素子内半径方向の非定常熱伝導問題として捉えることができる¹⁵⁾。図2に示すように、無限長で内部発熱のない円柱状の抵抗素子が流れに垂直に置かれていると考える。使用する基礎方程式は次のように表される。

$$\rho_w c_{pw} \frac{\partial T_w}{\partial \tau} = k_w \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_w}{\partial r} \right) \quad (1)$$

但し、抵抗素子が十分に細ければ、抵抗素子内は均一温度であるとして取扱うことができるので、式(1)は次のように簡単化される。

$$\rho_w c_{pw} \pi r^2 \frac{\partial T_w}{\partial \tau} + 2 \pi r_w h (T_w - T_{\infty}) = 0 \quad (2)$$

初期条件、境界条件は以下の通りである

$$\tau = 0 : T_w = T_{\infty}, \quad (0 \leq r \leq r_w) \quad (3)$$

$$\tau > 0 : -r_w \frac{\partial T_w}{\partial r} = h (T_w - T_{\infty}), \quad (r = r_w)$$

これらの条件のもとで式(2)を解くと、測温値(抵抗素子の温度) T_w の無次元温度 ϕ は次式で与えられる。

$$\phi = \frac{T_w - T_{\infty}}{T_{\infty i} - T_{\infty}} \quad (4)$$

ここで、 $\phi = 1/e$ となる時間を測定数 τ_c と定めれば、

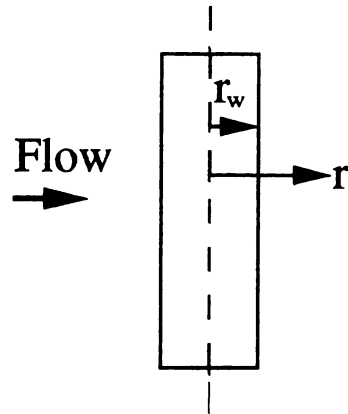
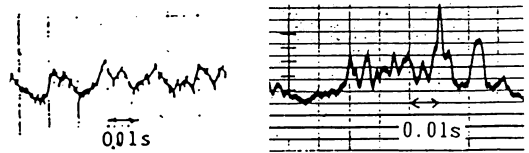


図2 計算体系



(a) 抵抗線温度計 (b) 熱線プローブ
図3 温度変動

τ_c は以下のように表される。

$$\tau_c = \frac{\rho_w c_{pw} r_w}{2h} \quad (5)$$

周囲流体温度と抵抗素子の壁温がほぼ同じ温度になるとき、例えば無次元温度で $\phi = 0.05$ の場合の応答時間 τ は以下の式で求められる。

$$\tau = 3 \tau_c \quad (6)$$

式(6)中の熱伝達係数 h は Hilpert¹⁶⁾ の経験式から求めた。式(6)を用いて使用した抵抗線温度計の応答時間を算出した結果、 τ は0.0426秒であった。

一方、一様温度のシリコンオイル中に温度計を入れ応答時間を測定した結果、0.045秒であり、非定常熱伝導方程式から求めた応答時間(0.0426秒)とほぼ一致していることから、式(6)で求めた応答時間は十分信頼できると考えられる。図3(a)と(b)は、定電流型抵抗線温度計を用いた温度変動の波形と定温度型熱線風速計による速度変動のものである。両者の波形に大きな違いは現れていないが、速度変動に見られる高周波は温度計では捉えられていない。以上の結果から、高周波領域の温度変動の追従性に多少不満が残るものの、円柱後方の温度変動の全体的な振る舞い

は使用した温度計で概ね捉えることができると判断した。

5. 実験結果と考察

5.1 円柱後方岐点のヌセルト数

円柱後方岐点のヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re との関係を4種類の円柱について図4に纏める。円柱径が比較的大きい $D=14$ と 18 mm のヌセルト数は最小径 $D=10$ mm のものに比べてかなり高めに位置しているが、何れもレイノルズ数が大きくなるにつれて増加し、その傾きはほぼ同じである。 $D=12$ mm の場合、 $Re=7000$ と $Re=13000$ の両ヌセルト数は、それぞれ前者では $D=10$ mm のもの、後者では 14 mm あるいは 18 mm のものとはほぼ一致していることから、その傾きはかなり大きい。以上の結果から、レイノルズ数の増加に共なうヌセルト数の変化の程度は各円柱で同じではないが、円柱後方岐点の熱伝達係数は円柱径の違いによって影響されていることが窺える。このような伝熱特性が現れた背景には、後流の様相が影響していることが考えられるので、以下はその特性を調べる。

5.2 後流の特性

図4の $D=10$ mm と $D=18$ mm の結果は同じレイノルズ数でもヌセルト数が大きく異なっているので、その場合ははく離せん断層と後流の温度分布を比較検討する。

円柱背面の速度分布より求めたはく離せん断層の形状を $Re=10000$ について図5に示す。得られたせん断層は直径が大きい円柱でかなり厚い。両円柱のせん

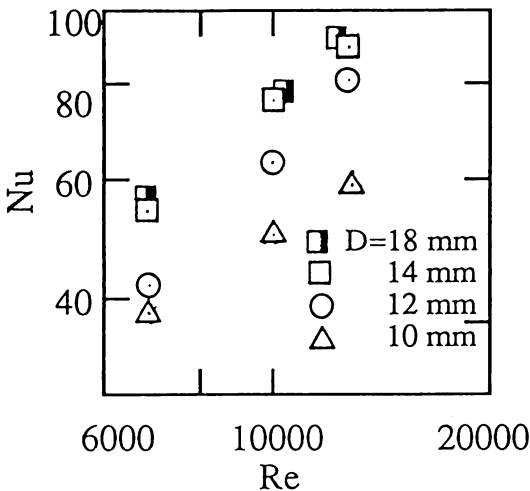


図4 円柱後方岐点のヌセルト数

断層の形状が分かったので、その内部特性を探る。

図6は、図5に対応するパワースペクトルの測定結果であり、せん断層内のその最大値即ち渦放出周波数を持つエネルギーの流れ方向の変化を示している。Bloor⁷⁾によれば、層流はく離した境界層が層流から乱流へ遷移する際、遷移波さと呼ばれる比較的規則正しい速度変動が現われる。それに従って、速度変動波形に高周波が現われ始めそれが全体に見られるようになった位置までを遷移領域と定め、その領域を矢印で図中に併記する。はく離せん断層は円柱の径が大きくなるにつれて上流域で乱流に遷移している。はく離せん断層が乱流へ早期に遷移すれば、主流とせん断層間、せん断層と死水領域間の運動量輸送が活発に行なわれ、せん断層の渦度もより早く拡散すると考えられる。従って、はく離せん断層が大きい円柱径で厚い先の結果は、はく離せん断層が早期に乱流に遷移したことに対応していると思われる。また、せん断層の形状とその乱流遷移は円柱径の大きさと密接な関係がある。

図7は、レイノルズ数が10000で、各 X/D における後流の温度分布を示している。図の(a)と(b)、円柱直径が10mmと18mmの結果に対応する。縦軸は、Y

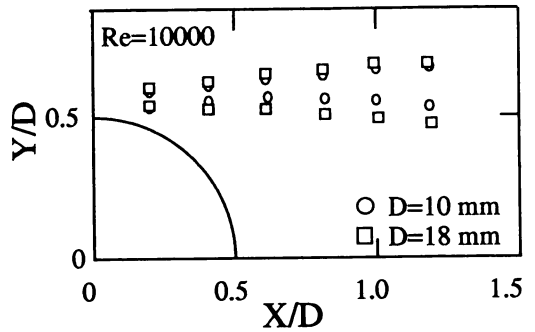


図5 はく離せん断層の形状

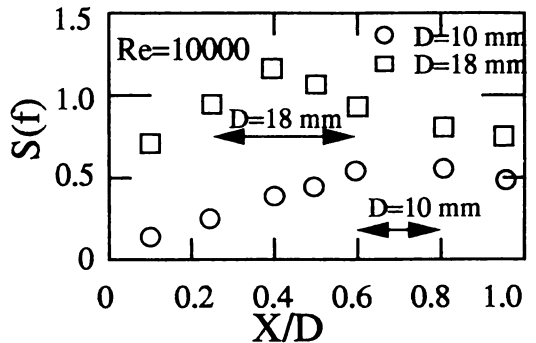
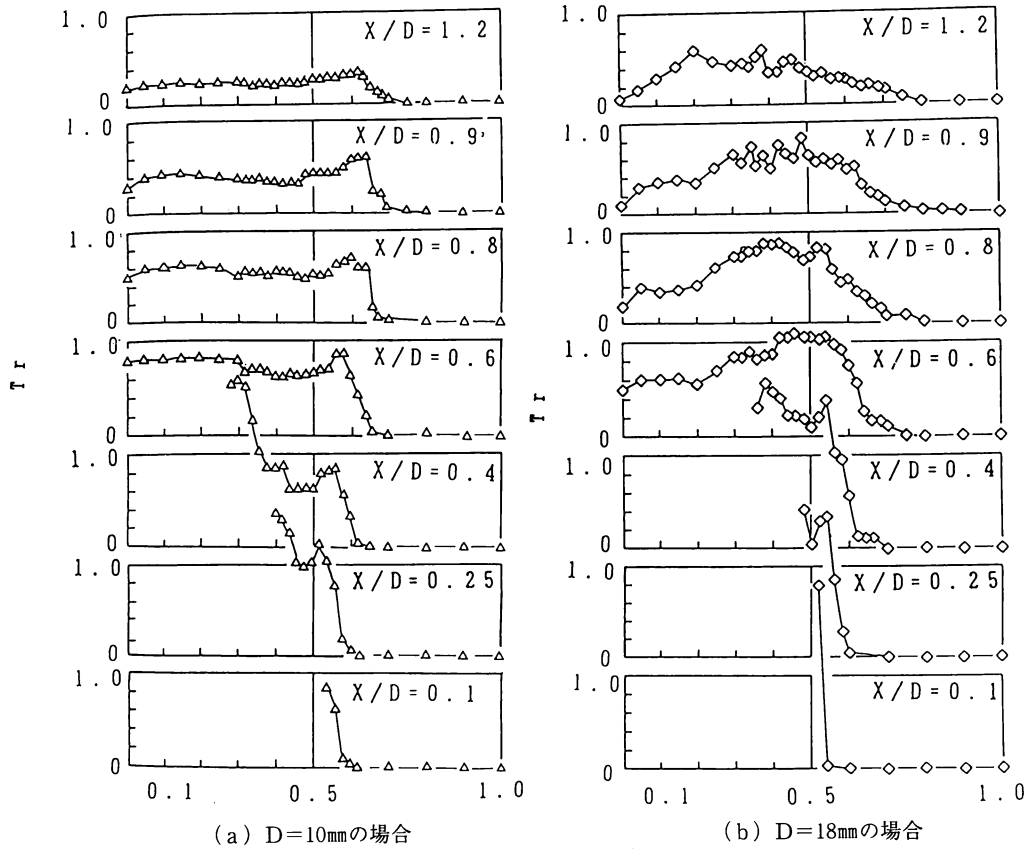


図6 せん断層内パワースペクトルの最大値の変化



方向の測定点での温度と主流温度の差を円柱前方岐点の壁温と主流温度との差で除した温度比 Tr である。円柱近傍の温度分布の結果を除いて、ある X/D での流体の温度は、 Y/D が増加するにつれて極大値（その位置が温度境界層の内側に対応）をとり急激に主流温度に近付いている（対応する位置が温度境界層の外側に対応）。従って、この領域が温度境界層の厚さに対応する。下流に向って境界層は厚くなっているが、その程度は $D=18\text{mm}$ の方がかなり大きい。即ち、熱の拡散は円柱径が大きい場合ではかなり早い段階から活発であると考えられる。図8は、温度境界層内のパワースペクトル最大値の流れ方向の変化を示したものである。 $D=18\text{mm}$ のパワースペクトルの最大値は $D=10\text{mm}$ のものより高めであることから、温度境界層内の温度変動が激しいことが窺える。

以上の結果を総合すると、円柱背面に形成されるはく離せん断層は円柱径の増加によって層流から乱流への遷移が早められた結果、円柱後方の熱の拡散も助長

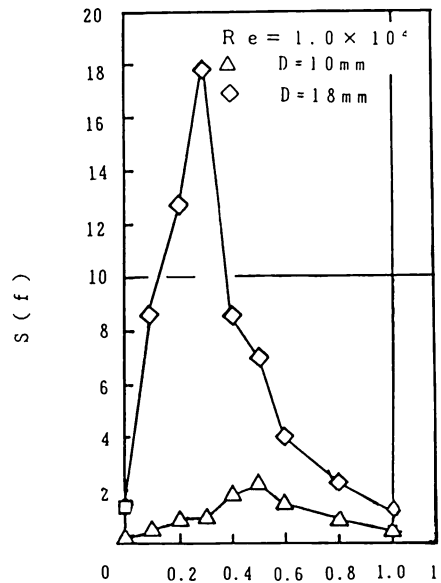


図8 温度境界層内パワースペクトルの最大値の変化

されて温度境界層厚さが厚くなり、背面熱伝達係数が増加したと考えられる。

6. ま と め

主流乱れ強さをほぼ一定に保ち異なった径の円柱を用いた円柱まわりの伝熱実験を行ない、円柱背面熱伝達と後流について幾つかの知見が得られたので以下に纏める。

- (1) 円柱後方起点の熱伝達係数は円柱径の違いによって異なる。
- (2) はく離せん断層内の乱流遷移は円柱径のレイノルズ数の増加にともなって上流側へ移動し、それに伴ってはく離せん断層と温度境界層の厚さが厚くなる。

層流はく離による背面熱伝達は円柱径の違いによっても影響されることが分ったが、なぜ円柱背面の伝熱性能は円柱径の大きい方が良いのか、という点についての問題は残る。その点については今後検討する必要がある。

文 献

- 1) Zukauskas, A. and Ziugzda, J., Heat Transfer of a Cylinder in Crossflow, (1985), 97, Springer-Verlag.
- 2) Kawamura, T and Kuwahara, K., AIAA. J, 84-0340 (1984), 11.
- 3) Kawamura, T., in "Recent Studies on Turbulent Phenomena", eds. Tatumi, T et al., 1985.
- 4) Comings, E. W., ほか2名, Int. Eng. Chem., 40-6 (1948), 1076.
- 5) Petrie, A. M. and Simpson, H. C., Int. J. Heat Mass Transfer, 15-8 (1972), 1497.
- 6) Boulos, M. I. and Pei, D. C. T., Int. J. Heat Mass Transfer, 17-7 (1974), 767.
- 7) Bloor, S., J. Fluid Mech., 19-2 (1964), 290.
- 8) Gerrard, J. H., J. Fluid Mech., 25-2 (1966), 401.
- 9) 布施・ほか2名, 機論, 57-536, B (1991), 1416.
- 10) 安達・ほか2名, 械論, 45-390, B (1979), 241.
- 11) 布施・ほか2名, 械論, 50-453, B (1984), 1302.
- 12) 布施・ほか3名, 械論, 51-470, B (1985), 3392.
- 13) 岡本・竹内, 械論, 41-341, B (1975), 181.
- 14) Goldstein, JS., Modern Developments in Fluid Dynamics, (1964), 632, Dover.
- 15) 棚澤・ほか4名, 伝熱研究における温度測定法, 75, 養賢堂
- 16) Hilpert, R., Forch. Gebiete Ingenieurw, 4 (1933), 215.