ブラフボデーのある軸対称管内噴流の熱伝達*

千田 衛^{*1}, 小田 耕 嗣^{*2}, 吉川 進 三^{*1}
岡本 茂 之^{*3}, 船 曳 俊 成^{*4}

Heat Transfer in an Axisymmetric Confined Jet with Bluff Body

Mamoru SENDA, Kouji ODA, Shinzo KIKKAWA,
Shigeyuki OKAMOTO and Toshinari FUNABIKI

A local maximum appears in the distribution of Nusselt numbers of the axisymmetric confined jet with a cylindrical ring. It has been confirmed by flow visualization and the measurements of velocity fluctuation and its spectrum that the large-scale vortices shedding from the ring bring about heat transfer enhancement at some downstream region of the ring. In the cases of the velocity ratio of the jet and circumferential flows $U_j/U_s \leq 1.5$, the periodically shed vortices attach directly to the pipe wall. On the other hand, the vortices are entrained into the jet due to the intense shear rate in the case of larger velocity ratio, and the high-intensity turbulence produced during the collapse of the vortices can be considered to increase the heat transfer coefficient.

Key Words: Heat Transfer Enhancement, Axisymmetric Confined Jet, Bluff Body, Vortex Shedding, Strouhal Number

1. 結 言

工業装置における流れでは、ステップ⁽¹⁾⁽²⁾、フェンス⁽³⁾⁽⁴⁾、ブラフボデー⁽⁵⁾⁽⁶⁾を過ぎる流れのように、循環流領域が存在する場合が多い。この循環流領域では、乱れによる熱や物質の輸送が大きいので、燃焼器では循環流領域で火炎の安定化が行われる。また、このような流れでは物体からはく離れた乱れの大きな流れの再附着によって、熱伝達率が向上^{(7)~(9)}するので、熱工学的に重要である。

本研究では、噴流ノズルの下流に、これと同軸に円筒状のリングを設けた軸対称管内噴流を取りあげる。Senacal⁽¹⁰⁾らは、このような流れにおいて乱流燃焼の実験を行い、速度、温度、濃度場を測定している。著者らもこれまでに、ブラフボデーを火炎安定器としてとらえ、リングの下流に形成される循環流領域に着目して乱流モデルを用いて数値解析⁽¹¹⁾を行うとともに、

リング後流の流れ場をLDVで測定した⁽¹²⁾。

一方、丸茂ら⁽¹³⁾は管内流において、リングを乱流促進体として壁近傍に設けて熱伝達の実験を行い、リング下流で壁面熱伝達率が向上することを報告している。本研究で用いているリングは、噴流ノズルと同軸に設けているため管の中心付近にあり、またブロックージ比も比較的小さいが、リングが管壁近傍の流れ場や温度場に及ぼす影響を調べることは意義あることと考えられる。さらに、高本と泉⁽¹⁴⁾は一様流中に置かれたリングから放出される渦の周期を測定しているが、本研究で扱う流れにおいても大きなスケールの渦が放出されているかを確認することは興味深いことである。

以上のことを踏まえて、本論文ではブラフボデーとして円筒状のリングを用いた軸対称管内噴流における壁面熱伝達率の測定結果について述べる。同時に、流れの可視化と熱線風速計によって測定した乱れのスペクトル解析結果に基づいて、リングからの渦放出について検討を行い、熱伝達との関連性について考察した。

2. 実験装置と実験方法

実験装置の概略を図1に示す。周囲流空気はターボ

* 平成元年8月25日 北陸信越支部北陸地方講演会および平成3年5月29日 第28回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成3年11月19日。

^{*1} 正員、同志社大学工学部 (〒602 京都市上京区今出川通烏丸東入)。

^{*2} 学生員、同志社大学大学院。

^{*3} キヤノン(株) (〒221 川崎市幸区鹿島田890-12)。

^{*4} トヨタ自動車(株) (〒471 豊田市トヨタ町1)。

プロアにより供給され、オリフィス流量計、整流室、コントラクションを経て、内径 100 mm のテストセクションに入る。一方、コンプレッサで供給される噴流用空気はヒータで加熱して周囲流と同じ温度にした後、整流室内にテストセクションと同軸に設置した噴流ノズルから噴出させる。

図 2 に本研究で用いた円筒状リングの諸寸法を、管直径 D に対する割合で示す。リングは噴流ノズル下流に、これと同軸になるよう 3 本の細い針（直径 1 mm）で噴流ノズルのリムに取付けてある。

壁面熱伝達率の測定にはラワン材製ダクトを用い、その内壁にはった厚さ 30 μm のステンレスはくを交流電加熱し、一様熱流束の条件で行った。ダクト外壁からの熱損失を少なくするため、グラスウールでダクトは保温してある。局所ヌッセルト数 Nu は、はくの裏面に接着させた熱電対により測定された壁面温度 T_w から次式で求めた。

$$Nu = \frac{q_w \cdot D}{\lambda(T_w - T_b)}$$

ここで、 q_w は局所熱流束、 D はダクト内径、 T_b は混合平均温度、 λ は温度 $(T_w + T_b)/2$ における空気熱伝導率である。各断面での混合平均温度は、テストセ

クション入口と出口での混合平均温度間で直線的に変化するとした。なお、熱流束の算定の際には、ダクトの外壁に取付けた熱電対によって求まる裏面温度とから、裏面への熱損失を一次元熱伝導として補正したが、これは多くても 8% ほどであった。

乱れの測定には、内径 100 mm のアクリル製ダクトを用い、熱線風速計で行った。直線化された速度信号は FFT アナライザでスペクトル解析を行い、周期的な渦放出について検討した。

さらにリングからの渦放出を確認するために、水素気泡法による流れの可視化実験を行った。実験装置は作動流体の水をポンプで循環させ、周囲流は一定の水位を保ったヘッドタンクから整流室、コントラクションを経て、内径 60 mm のアクリル製のテストセクションに入る。また、噴流は噴流用ポンプによって供給した。流れの可視化には、シート状のレーザ光を管の中心軸を通る断面に照射し、リング下流面のごく近傍に設けた陰極細線から発生させた水素気泡を CCD カメラでビデオに画像入力した。

実験は周囲流のテストセクション入口平均流速 U_s を、空気の場合には 10 m/s、水の場合には 1.1 m/s で一定とし、噴流と周囲流の速度比 U_j/U_s を 0.5, 1.0, 1.5, 2.5 に変化させて行った。なお、管直径 D は作動流体が空気の場合には 100 mm、水の場合には 60 mm であり、またリングのブロックage比は 0.15 である。

3. 実験結果と考察

壁面静圧分布を図 3 に示す。図 3 の縦軸は、壁面静圧と大気圧との差を管断面平均速度 U_m を用いた動圧で無次元化した圧力係数であり、また横軸は噴流ノズル出口からの流れ方向距離 x と管直径 D との比である無次元距離である。プラフボデーによる流れの加速

図 1 実験装置概略図

図 2 流れ場の概略図

図 3 壁面静圧分布

のため、壁面静圧はテストセクション入口から急激に減少し、 $x/D=0.5$ 付近で極小値をとる。その後、圧力は急激に回復し、 $x/D=1.5$ と $x/D=2.0$ の間で極大値をとった後、いずれの速度比 U_j/U_s の場合も壁面静圧はほぼ直線的に減少して流れは発達した管内流へ移行している。

図4はヌッセルト数の分布である。リングのない場合には、ヌッセルト数は噴流と周囲流の速度比によらず、ほぼ相似な分布をしており、図4中に実線でまとめて示してある。 $x/D=3.0$ 付近で緩やかな極大値をもつのは、発達した噴流の影響が管壁に及んだためと考えられる。このリングのない管内噴流の結果と比較すると、リングのある場合には、 $x/D=0.5$ より上流側では流れの加速のため熱伝達率が良くなっている。さらにリングがある場合には、 $x/D=1$ と $x/D=2$ の間にヌッセルト数の極大値が現れる。図5に示すように、ヌッセルト数の極大値 Nu_{max} は噴流と周囲流の速度比 U_j/U_s とともに若干大きくなっている。またヌッセルト数が極大値をとる位置 x_{max} を図6に示す。 x_{max}/D は、 $U_j/U_s \leq 1.5$ ではほとんど変わらないが、 $U_j/U_s=2.5$ ではわずかに上流側へ移行している。本論文では、このリング下流に現れる熱伝達率の極大値に注目して、以下考察を進め

図4 ヌッセルト数の分布

図5 ヌッセルト数の極大値

図6 ヌッセルト数が極大値をとる位置

図7 流れの可視化写真

図 8 流れの模式図

る。

まず初めに流れ場を検討するために行った、水素気泡法による可視化写真を図 7 に示す。また、図 8 は可視化写真をもとにした、流れの様子の模式図である。リングの内壁と外壁からは、交互に規則的に放出される渦が観察され、これらの渦は下流にいくにしたがって合体し、大きなスケールの渦へと発達していく。しかも、これらの渦の空間的な配置は管の中心軸に対して対称である。したがって、高本と泉⁽¹⁴⁾が一樣流中に置かれたリングの後流で観察したように、本研究における流れでもリングから規則的な渦輪列が放出されていると考えられる。噴流と周囲流の速度比が小さい場合 ($U_j/U_s \leq 1.5$) には、放出された渦輪は軸対称性を保ちながらそのスケールが大きくなり、ついには $x/D = 1.2 \sim 1.7$ で管壁に付着している。この渦輪の付着位置とヌッセルト数がリング下流で極大値をとる位置が良く対応していることから、図 4 に示した $x/D = 1 \sim 2$ での熱伝達率の増加は、リングから放出された渦輪が直接管壁に到達することにより生じたものと推察される。熱伝達の実験においては、管の周方向にも合計 4 箇所に熱電対を取付け、流れ場と温度場の軸対称性を確認している。このことから、中心軸に対称な空間配列をとる渦輪がリング下流でのヌッセルト数の増大に寄与していると考えることができる。一方、 $U_j/U_s = 2.5$ の場合には、リングの内側を通る噴流が強いため、リングから放出された渦は噴流に巻き込まれているように観察され、大きなスケールの渦輪が直接に管壁へ付着はしていないと思われる。

以上の考察をさらに定量化するために、I 形熱線プローブを用いて速度変動を測定し、そのパワースペクトル $P(f)$ を求めた。図 9 に、 $x/D = 0.7$ の断面で得られたスペクトル解析結果の一例を示す。図 9 の縦軸のスケールは任意であるが、その 1 目盛は 10 dB である。図 9 から明らかなように、速度変動のパワースペクトルには、周波数 150 Hz 付近に明確なピークが現れている。スペクトルの測定は、中心軸と管壁の間で

図 9 速度変動のパワースペクトル

プローブを移動させて行ったが、後に示すように $U_j/U_s \leq 1.5$ の場合には測定した断面内のどの位置でもスペクトルには卓越周波数がみられ、しかも管壁近傍においても顕著にピークが現れていた。したがって、リングからは規則的に渦が放出され、しかもその渦が直接管壁に付着しているという流れの可視化の結果を確認することができた。 $U_j/U_s = 2.5$ の場合にもスペクトルにはピークがみられるが、その形状は比較的なだらかであり、また測定位置によっては明確な卓越周波数が現れなかった。よって、速度比 U_j/U_s が大きくなると、リングから放出された渦は噴流との相互作用により、下流に行くにつれて崩壊していくものと考えられる。

図 10 には、速度比 U_j/U_s に対する渦輪のストローハル数を示す。ここで、ストローハル数は $St = f(d_o - d_i)/2U_m$ で定義した (d_o と d_i はリングの外径および内径)。速度比が大きくなると、わずかにストローハル数は減少する傾向がみられるが、その値は $St \cong 0.15$ でほぼ一定である。これは本実験における速度比の範囲では、噴流の速度を変化させても断面平均速度 U_m はそれほど変わらないことによっている。ちなみに、代表速度に U_m を用いたレイノルズ数 $Re = U_m(d_o - d_i)/2\nu$ は、 $5.8 \sim 6.1 \times 10^3$ である。

図 11 には、パワースペクトルに現れた放出渦の強さ $P(f)$ の $x/D = 0.7$ の断面における管半径方向の分布を示す。図 11 の縦軸は、I 形熱線プローブで測定した速度変動の二乗平均値 u'^2 で無次元化してある。

$U_j/U_s \leq 1.5$ の場合には、管断面のどの位置でもパワースペクトルには卓越周波数が現れ、しかもスペクトルの強さは速度比とともに大きくなっている。特に、熱伝達にとって重要な管壁近くにおける変化が著しい。 $U_j/U_s = 2.5$ では、リングの内外壁近くの下流では

図 10 ストローハル数

渦の放出がみられたが、そのスペクトルの強さはかなり小さくなっている。管壁近くでのスペクトルの強さを、速度比に対してまとめて図 12 に示した。 $U_j/U_s = 1.5$ までは、ストローハル数は $St = 0.15$ でほぼ一定であるのに対し、図 12 から明らかなように、スペクトルの強さは $x/D = 0.7$ と $x/D = 1.3$ のいずれの断面においても速度比とともに大きくなっている。したがって、規則的にリングから放出される渦の強さが変化し、その渦輪が管壁に到達することにより熱伝達率が増加し

図 11 スペクトルの強さの分布

図 12 スペクトルの強さ

 図 13 乱れ強さ u' , v'

たものと考えられる。速度比が2.5になると、ストローハル数はほとんど変化しないにもかかわらずスペクトルの強さは減少することから、渦輪は下流に行くにしたがって噴流による巻込みによって崩壊していくものと思われる。そして、この崩壊していく過程で生成された強い乱れによって熱伝達率の増大がもたらされたと推察できる。

最後に上記の推察を確かめるため、熱伝達率が極大値をとる領域において、壁面近傍の速度の乱れ強さについて検討を加える。図13は、先に報告した⁽¹²⁾ LDVで測定した流れ方向と半径方向の乱れ強さ u' および v' の分布である。横軸は中心軸からの半径方向距離 r を管半径 R で無次元化してある。管壁近くに注目すると、 $x/D=1$ の断面に比べて $x/D=2$ の断面では u' と

v' とともに乱れ強さは大きくなっている。また、 U_j/U_s が大きくなるにしたがい、 $x/D=2$ の断面でとくに v' が増加している。したがって、図4に示したヌッセルト数が $x/D=1$ と2の間で極大値をとるのは、リングから周期的に放出された渦輪の管壁への再付着、あるいは渦輪の崩壊によって壁面近くの乱れ強さが増大した結果であるといえる。

4. 結 言

円筒状リングを噴流ノズルと同軸に設置した軸対称管内噴流のヌッセルト数分布には、リング下流に極大値が現れる。この壁面熱伝達率の増大は、大きなスケールの渦輪がリングから周期的に放出された結果生じたものであることを、流れの可視化と乱れのスペクトル解析によって明らかにした。すなわち、噴流と周囲流の速度比が小さい場合 ($U_j/U_s \leq 1.5$) には、リングから周期的に放出された渦輪が管壁に直接到達し、そのために壁面近傍の乱れ強さが大きくなり熱伝達率が良くなったと言える。一方、噴流速度がさらに大きい場合には、噴流の強いせん断のためにリングから放出された渦輪が噴流に巻き込まれ、崩壊していく過程で生成された強い乱れが熱伝達率の増大をもたらしたものと考えられる。

文 献

- (1) Kim, J., Kline, S. J. and Johnston, J. P., *Trans. ASME J. Fluid Eng.*, **102**(1980), 302.
- (2) 近藤・長野, 機論, **55-512**, B(1989), 1016.
- (3) Durst, F. and Rastogi, A. K., *Turbulent Shear Flows*, **2** (1980), 218, Springer-Verlag.
- (4) Benodekar, R. W., Goddard, A. J. H., Gosman, A. D. and Issa, R. I., *AIAA J.*, **3-3**(1985), 359.
- (5) Fujii, S., Gomi, M. and Eguchi, K., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **100**(1978), 323.
- (6) Taylor, A. M. K. P. and Whitelaw, J. H., *J. Fluid Mech.*, **139**(1984), 391.
- (7) Seki, N., Fukusako, S. and Hirata, T., *J. Heat Transf.*, **98**(1976), 588.
- (8) 菱田, 機論, **55-518**, B(1989), 3166.
- (9) 鈴木(洋)・鈴木(健)・井上・萩原, 機論, **57-536**, B(1991), 1403.
- (10) Senecal, J. A. and Shipman, C. W., *Proc. 17th Symp. Combust.*, (1979), 355.
- (11) 千田・西村・羽山・平, 機論, **57-533**, B(1991), 360.
- (12) Senda, M., Okamoto, S. and Kikkawa, S., *Proc. 8th Symp. Turbulent Shear Flows*, (1991), 14-1.
- (13) 丸茂・岡野・若松, 明石工業高等専門学校研究紀要, **26** (1984), 9.
- (14) 高本・泉, 第13回乱流シンポジウム講演論文集, (1981), 33.