シャープターンをもつ長方形流路内の熱(物質)伝達特性*

廣田 真史^{*1}, 藤田 秀臣^{*1}, Ahmad SYUHADA^{*2}
吉田 尚史^{*3}, 荒木 慎二^{*4}, 田 中 雅^{*5}Heat (Mass) Transfer Characteristics in Rectangular Ducts
with a Sharp 180-Degree TurnMasafumi HIROTA, Hideomi FUJITA, Ahmad SYUHADA,
Takashi YOSHIDA, Shinji ARAKI and Tadashi TANAKA

Experimental study has been conducted on forced convection heat (mass) transfer in the rectangular duct with a sharp 180-degree turn. Detailed distributions of local heat (mass) transfer rates over the all duct walls have been measured using the naphthalene sublimation technique, directing special attention to the influence of turn clearance and Reynolds number on the mass transfer characteristics. It has been found that, in case of smaller turn clearance, the flow separated at the tip of the inner wall reattaches on the outer wall of the duct and the local mass transfer rate becomes the local maximum at the reattaching location. On the other hand, in larger turn clearance, the local maximum mass transfer rate caused by the flow reattachment is observed not on the outer wall but on the inner wall after the turn. The characteristics of the flow reattachment after the turn is also influenced by the Reynolds number in the ducts with a large turn clearance.

Key Words: Forced Convection, Heat Transfer, Mass Transfer, Heat Exchanger Separation, Reattachment, Sharp Turn, Rectangular Duct, Pressure Distribution

1. 緒 言

熱交換器やガスタービン翼内の冷却流路には、180°シャープターンをもつ矩形断面の往復流路が多く使用されている^{(1)~(5)}。こうしたシャープターン流路では、ターン通過時の遠心力による第1種二次流れ⁽⁶⁾に加えて、流路隔壁の先端で流れのはく離が起こるため⁽¹⁾、流路内の流れ場は三次元性を有し、熱伝達特性も複雑に変化すると予想される。局所熱伝達率の急激な変化は熱応力の増大をもたらす、機器の寿命にも悪影響を及ぼすため、流路内の局所熱伝達特性を把握することは機器の設計上からも重要である。

このような背景のもと、180°シャープターンをもつ矩形流路内の強制対流伝熱に関しては、従来いくつかの研究が行われてきた^{(2)~(5)}。しかし、流路内の熱流動特性が複雑であるため、局所熱伝達率の測定・数値予測は困難であり、その詳細を明らかにした研究は非常

に少ない^{(7)~(10)}。また、局所熱伝達に関する従来の研究のほとんどは、流路の特定の1壁面上の熱伝達率分布を示すにとどまっており^{(8)~(10)}、流路全壁面にわたる詳細な局所熱伝達特性は、必ずしも十分には明らかにされていないようである。しかし、流れ場の三次元性を考慮すると、局所熱伝達率の分布は流路壁によって大きく異なると予想される⁽⁷⁾。したがって、流路内の局所熱伝達特性を的確に把握するためには、流路全壁面上の熱伝達率分布を明らかにする必要がある。

そこで本研究では、180°シャープターンをもつ矩形流路内の流路全壁面にわたる詳細な局所熱伝達特性を、実験的に明らかにすることを試みた。測定流路には、断面の縦横比が2:1の往復流路を用い、局所熱伝達特性に及ぼすターン部の間隙寸法およびレイノルズ数の影響を調べた。局所熱伝達率は流路軸および流路スパン方向へ急激に変化することが予想されたため、測定には高い空間分解能が得られるナフタレン昇華法⁽¹¹⁾を用い、物質伝達実験を行った。また、流路壁上の局所圧力分布も測定し、流動状態を推定するとともに流路の圧力損失も求めた。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置の概要を示す。図1(a)に示した基

* 原稿受付 1997年9月22日。

^{*1} 正員, 名古屋大学工学研究科(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 名古屋大学大学院。^{*3} 正員, 信州大学工学部(☎380-8553 長野市若里500)。^{*4} 正員, スズキ(株)(☎432-8065 浜松市高塚町300)。^{*5} 正員, 中部電力(株)電力技術研究所(☎459-8522 名古屋市緑区大高町北関山)。

本的な流路系は、先に行った矩形流路助走区間内の伝熱特性に関する研究に使用したのと同じである⁽¹²⁾。送風機による流路内空気温度の上昇を避けるために、流路系は吸込式とした。室温空気は整流室を経て2箇所に180°シャープターンをもつ測定流路(断面50 mm×25 mm, 水力直径 $d_h=33.3$ mm)に流入し、空気流量測定用ベンチュリノズルを通過後、送風機により実験室の外に排出される。図1(b)に示すように、測定流路入口にはバッフル板を取付けて、流入空気を強制的にはく離させた⁽¹³⁾。物質伝達率と圧力分布の測定は、図1中に灰色で示した上流側の往復流路部分で行った。この測定領域はバッフル板のすぐ下流に設けられており、空気流は平均速度の20%程度の強い乱れを伴った急縮流状態で測定領域に流入する。

図2に測定領域の詳細と各壁面の名称を示す。本研究では流路の全壁面、すなわち(i)ターン上流外壁、(ii)ターン上流内壁、(iii)ターン部外壁(端面)、(iv)ターン下流内壁、(v)ターン下流外壁(以上は短辺壁)および(vi)下壁(長辺壁)において、ナフタレン昇華法により局所物質伝達率を測定した。なお、流路上壁の物質伝達率分布は下壁の結果とよい一致を示し、物質伝達特性の対称性が保たれていることを確認した。そこで本論文では、流路下壁の結果を代表させて示す。

図3に測定領域における長辺壁の詳細を示す⁽¹⁰⁾。灰色で示したナフタレン面は、ターン部とその上流・下流の2本の直線部で構成されている。これらを仕切る流路隔壁は厚さ10 mmであり、その長さを変えることによりターン部の間隙寸法 C を30, 50, 70 mmと変化させた。 C の変化に伴って、直線部の長さは

264 mm($=7.93 d_h$)から304 mm($=9.13 d_h$)まで変化する。測定領域の入口はバッフル板に接続されている。物質伝達実験はレイノルズ数 $Re=Ud_h/\nu=(2.0\sim6.5)\times10^4$ で行った。ここで U は断面内平均空気速度、 ν は空気の動粘度である。

局所のナフタレン昇華量は分解能1 μm のデジタルリニアゲージにより測定した。ゲージは、コンピュータ制御の二次元移動装置により、流路軸方向に0.2 mm間隔、流路スパン方向に1.25 mm間隔(短辺壁)あるいは2.5 mm間隔(長辺壁)で移動させた。物質伝達実験は、装置の都合上、測定対象の壁面のみをナフタレン面、他の壁面はジュラルミン面として行った。この場合、他の壁面から発達する濃度境界層が存在しないため、特に流路の後半部分において、全壁面をナフタレン面にした場合とは異なった物質伝達特性が測定される可能性がある。しかし、実際には流路内の速度乱れが大きく混合作用が強いいため、壁面条件の違いによる差異は測定誤差の範囲内と考えられる。なお、局所物質伝達率に含まれる不確かさは6%程度と

Fig. 2 Details of test section

(a) Schematic diagram of experimental apparatus

(b) Details of entrance configuration

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 3 Details of mass transfer surface (long-side wall)

Fig. 4 Distribution of pressure taps

推定される⁽¹⁴⁾。

圧力分布の測定は、長辺壁の1面を、図4のように11箇所(Tap 1~11)に圧力孔(直径0.4 mm)を設けたアクリル板に置き換え、 $Re = (2.0 \sim 6.5) \times 10^4$ の範囲で非昇華状態で行った。なお圧力測定は、物質伝達実験における3種類のターン間隙に加えて、 $C=40$ mmおよび60 mmの場合についても行った。

3. 実験結果および考察

3.1 圧力分布および圧力損失 図5に、ターン間隙 $C=50$ mm の流路で得られた圧力分布を、 Re をパラメータとして示す。横軸は、流路中心軸に沿う距離に相当し、数字は図4に示した圧力測定孔の番号に対応している。縦軸は大気圧 P_a に対する差圧を無次元表示してある。図5より、本実験範囲では、圧力分布の形状は Re に依存しないといえる。圧力測定孔が長辺壁の中心線上に設けられているため、流路断面内にも圧力変化が存在し得る本実験の場合には必ずしも十分な精度ではないが、この圧力分布に基づいて流路内の流動状況の推測を以下に試みる。

空気流は流路入口のバップル板ではく離し、急縮流状態で測定領域に流入するため、圧力は流路入口の外壁に設けた Tap 0 で極小値を示し、Tap 1 で回復した後 Tap 4 までは単純に減少する。Tap 5 において圧力はわずかに上昇しているが、これはターン部へ流入した流れが端面に衝突することに起因すると考えられる。その後、圧力はターン間隙部に位置する Tap 6 で極小値を示し、Tap 7 で再び上昇するが、Tap 8 で急激に減少して最小値に達している。Tap 6 における極小値は、流路隔壁の先端で流れがはく離し、実質的な流路断面積が減少して流れが加速することを示唆している。また、このはく離流は、流路隔壁の先端からその下流に至る領域ではく離泡を形成するため⁽¹⁾、Tap 8 における圧力は非常に低い値を示すと考えられる。

Fig. 5 Pressure distributions ($C=50$ mm)

はく離泡の下流では圧力は徐々に回復し、Tap 11 ではほぼ一定値に漸近している。なお、Tap 7 で観察される圧力上昇は、Tap 5 の場合と同様に、ターン間隙を通過した流れが流路外壁に衝突する効果によるものと考えられる。

図6は Re を 3.5×10^4 に保ち、ターン間隙 C を変化した場合の圧力分布を比較した結果である。Tap 6 での圧力降下は、 C が減少しターン間隙部での流路断面積が小さくなるほど著しい。また、Tap 7 と Tap 8 との圧力差は、 $C=30$ mm の場合を除いてターン間隙によらずほぼ一定であることから、 $C=30$ mm の流路におけるターン下流の流動特性は、他の測定流路とは異なることが予想される。

以上に示した圧力分布より、次式で定義される圧力損失係数 K を求めた。

$$K = \frac{2(P_0 - P_{11})}{\rho_a U^2} \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 P_0 と P_{11} は測定流路入口における静圧および Tap 11 における測定圧力、 ρ_a は空気密度である。ただし、本測定流路の入口では流れがはく離しているため、 P_0 を直接測定することはできない。そこで、流路入口での空気流速が U で近似できると仮定し、流路入口から遠い位置にある整流室内の空気(ほぼ静止状態で大気圧 P_a)と流路入口との間にベルヌーイの式を適用して P_0 を求めた。

$$P_0 = P_a - \frac{\rho_a U^2}{2} \dots \dots \dots (2)$$

したがって、 K は次式で表される。

$$K = \frac{2(P_a - P_{11})}{\rho_a U^2} - 1 \dots \dots \dots (3)$$

図7に K の Re に対する変化を示す。 K は C が減少するほど増大し、その増加割合も大きくなっているが、 Re に対してはほぼ一定値を示しており、圧力損失に関してはターン間隙が支配的であることが理解でき

Fig. 6 Pressure distributions ($Re=3.5 \times 10^4$)

Fig. 7 Coefficient of pressure loss

Fig. 8 Mean Sherwood numbers ($C=50$ mm)

る。なお、図7中には $C=50$ mm の流路に相当する Metzger らの実験結果⁽¹⁾ も黒丸で併記した。本実験結果は Metzger らの結果と定量的にもよい一致を示している。

3・2 平均シャーウッド数 図8に、測定領域中の全ナフタレン昇華量から求めた平均シャーウッド数 $Sh_m = h_m d_h / D$ のレイノルズ数 Re に対する変化を、 $C=50$ mm の場合について示した。ここで、 h_m は平均物質伝達率、 D はナフタレン蒸気の空気中への拡散係数である。図8中には、測定領域の上流側半分および下流側半分で平均化したシャーウッド数 Sh_{mu} と Sh_{md} の結果も併せて示す。 Sh_m , Sh_{mu} , Sh_{md} ともに Re に対して指数関数的に増加しており、 Sh_m は $Re^{0.76}$ に比例している。 Sh_{md} の値は Sh_{mu} の1.3~1.4倍に達しており、シャープターンによる伝熱促進効果が明りように認められる。なお、他のターン間隙の場合についても図8と定性的に同様の結果が得られた。しかし定量的には、 $C=70$ mm の流路における Sh_m , Sh_{mu} , Sh_{md} が図8とほぼ同じ値を示したのに対して、 $C=30$ mm の Sh_{md} は $C=50$ mm の1.3倍程度の高い値を示し、 Sh_m も約1.2倍に達した。

3・3 ブロック平均シャーウッド数 局所物質伝達特性の概略を把握するために、測定領域を図9に示

Fig. 9 Block distribution ($C=50$ mm) Fig. 10 Sh_B distributions ($C=50$ mm, $Re=3.5 \times 10^4$)

す「ブロック」に分割し、各ブロック内で平均したシャーウッド数 Sh_B を求めた。なお、図9には $C=50$ mm の流路におけるブロック配置を示したが、各ブロックの寸法はターン間隙の寸法によらず一定とした。

図10は、 $Re=3.5 \times 10^4$, $C=50$ mm の条件で求めた各流路壁における Sh_B の分布である。横軸は図9に示したブロックの番号に対応している。流路下壁における Sh_B の分布は、内・外壁上の分布と定量的にもよく一致していることから、 Sh_B 分布の概略を把握するためには、長辺壁か短辺壁どちらか一方の Sh_B を求めるのみで十分といえる。 Sh_B は流路入口のブロック1で極大値をとった後、濃度境界層の発達とともに下流方向に減少し、ブロック6で最小値を示す。しかし、ターン前半のブロック7で Sh_B は増加し始め、流路隔壁先端より1ブロック下流のブロック10で極大値に達している。この極大値の位置は、従来の測定結果⁽⁵⁾ とよく一致している。またブロック10では、内壁上の Sh_B が他の壁に比べて高い値を示しているが、これは後述のように、 $C=50$ mm の場合、流路隔壁先端ではく離れた流れが内壁上に再付着することに起因すると考えられる。

図11(a), (b), (c)には、それぞれ流路下壁、外壁および内壁における Sh_B を、 C をパラメータにとり示した。なお、図11(b)の横軸中のブロック7eと8eは端面〔図2中の(iii)〕に、ブロック7と8はそれぞれ図2中の(i)と(v)の壁面上に設定されてい

る。 $C=50\text{ mm}$ および 70 mm における Sh_B の分布には流路全域にわたり顕著な差異は認められないが、 $C=30\text{ mm}$ の Sh_B は、下壁 [図 11(a)] のブロック 7 および端面 [図 11(b)] のブロック 7e 以降で、これらの流路に比べて高い値を示している。しかし図 11(c) に示した内壁上的分布では、 C による Sh_B の差異は他の壁面ほど顕著ではない。また、下壁と内壁上の Sh_B は、いずれの C においてもブロック 10 で極大値に達しているが、 $C=30\text{ mm}$ の外壁上では、ブロック 10 のみならずブロック 8 にも Sh_B の極大値が現れている。

3・4 局所シャーウッド数分布 図 12 に、ターン間隙が流路断面の長辺と同じ $C=50\text{ mm}$ の流路で測定した局所シャーウッド数 $Sh=h_d d_h/D$ (h_d : 局所物

質伝達率) の分布を示す。レイノルズ数は 3.5×10^4 である。本図は、図 2 に示した各流路壁に対応する 6 枚の分布図 [(i)~(vi)] から成り、 Sh の変化を色の濃淡で示してある。 Sh の増加とともに図の色は薄くなり、 $Sh > 400$ の領域は白く示してある。また、図 13 には本実験結果から推定される各壁面上の流れの模式図を示した。以下では流路を次の 3 領域に分割し、各領域における Sh の分布特性を検討する。(1) ターン上流側直線部 (図 9 のブロック 1~6)、(2) ターン部 (ブロック 7, 8)、(3) ターン下流側直線部 (ブロック 9~14)。

3・4・1 ターン上流側直線部 流路入口に設けたバッフル板による流れのはく離・急縮流の影響と、境界層の前縁効果により、 Sh は流路入口近傍で非常に高い値を示している。その後、濃度境界層の発達に伴って Sh は下流方向へ減少する。各流路壁上の Sh 分布に顕著な差異は見られないが、ブロック 4 以降では長辺壁に比べて短辺壁上の Sh の値は若干低い。

3・4・2 ターン部 最初に、ターン前半部分のブロック 7 における Sh 分布について検討する。流路下壁 [図 12(vi)] では、 Sh はターン入口から下流に向かって徐々に増加し、端面との接合部付近の狭い領域で急増して極大値に達している。前者の比較的緩やかな Sh の増加は、ターン部に発生する二次流れにより、流路中心部の低ナフタレン濃度の流体が壁近傍に輸送されたことに起因すると考えられる。一方、流路端面

(a) Bottom wall

(b) Outer wall

(c) Inner wall

Fig. 11 Sh_B distributions on each wall ($Re=3.5 \times 10^4$)

Fig. 12 Local Sherwood number distribution ($C=50\text{ mm}$, $Re=3.5 \times 10^4$)

〔図 12(iii)〕では、上流側直線部からターン部へ流入した流れが衝突するため、ブロック 7e の中心部で Sh は最大値を示している。図 13(iii) に示すように、この衝突流は端面によって方向を変えられ、流路下壁に再び衝突して上述の下壁における Sh の極大値をもたらすと考えられる。また、下壁と端面のコーナ部には Sh の極小値が観察されるが、これはシャープターンによる急激な流動方向の変化のため、コーナ部で流れがはく離して再循環領域が形成されることを示唆している⁽¹⁾⁽⁷⁾。

ターン後半部分(ブロック 8)の下壁では、前半部分に比べて Sh の値が全般に増大している。これは、前述の二次流れによる対流の効果に加えて、図 5 の Tap 6 に見られたように流路隔壁先端で流れがはく離し、ターン間隙を通過する流れが加速するためと考えられる。ターン間隙を通過した流れは流路外壁〔図 12(v)〕に衝突し、外壁の上流端付近に高物質伝達率をもたらしている。上述のブロック 7 の場合と同様に、この衝突流が下壁に向かって吹き下ろすことにより、下壁には外壁との接合部付近に高 Sh 領域が観察される。また、端面のブロック 8e でも Sh の値が増大しているが、これは図 13(iii) と図 13(v) に示すように、外壁に衝突した流れが端面に向かって逆流して、端面の物質伝達を促進しているものと考えられる。

3・4・3 ターン下流側直線部 流路隔壁の先端ではく離した流れは、ターン下流の内壁に沿ってはく離泡を形成する⁽¹⁾。流路内壁〔図 12(iv)〕と下壁の隔壁先端近傍(ブロック 9)には、このはく離泡に対応すると考えられる低 Sh 領域が観察される。一方、外壁上の Sh は、ブロック 8 で流れの衝突により極大値を

とった後、ブロック 9 においても壁の中心線近傍では比較的高い値を保っている。しかし、下流に向かうに従って、長辺壁との接合部から低 Sh 領域が発達し、上記の高 Sh 領域は狭くなる。

ブロック 10 では、いずれの流路壁においても Sh は高い値を示し、図 10 に示した Sh_B の極大値に対応している。この高物質伝達率は、図 13(iv) と図 13(vi) に示すように、流路隔壁先端ではなく離れた流れが、ブロック 10 において再付着することにより生じると考えられる⁽¹⁾⁽⁸⁾。下壁では、ブロック 10 の全域が高 Sh 領域で占められており、 Sh 分布に流路スパン方向への明りょうな偏りは認められない。一方、短辺壁の Sh 分布を比較すると、内壁の Sh は外壁に比べて大きな値を示している。一般に、隔壁先端におけるはく離流は非定常性を有し、再付着位置も時間的に変化すると思われるが、本結果から時間平均的には、このはく離流は内壁上に再付着していると考えられる。

ブロック 11 以降では Sh は下流方向に減少していく。詳細に観察すると、同一流路断面で比較した場合、流路外壁側の Sh は内壁側に比べて全般に高い値を示しており、この領域では、高速の流体が外壁側に偏った速度分布をもつことが予想される。

3・5 Sh 分布に及ぼすターン間隙の影響 図 14 に、本実験条件で最も狭いターン間隙である $C=30$ mm の場合について得られた Sh 分布を示す。レイノルズ数は図 12 と同じく 3.5×10^4 である。流路下壁のターン部前半(ブロック 7)では、端面との接合部近傍に現れる高 Sh 領域の面積が、 $C=50$ mm の場合〔図 12(vi)〕に比べて増大するとともに、コーナ部に観察される低 Sh 領域は狭くなっており、ターン間隙の上

Fig. 13 Schematic diagram of surface flow ($C=50$ mm)

Fig. 14 Local Sherwood number distribution ($C=30$ mm, $Re=3.5 \times 10^4$)

流ですでに C を小さくした影響が認められる。ターン部後半では、ターン間隙通過時に流れが強く加速されるために、 Sh はいずれの流路壁でも高い値を示している。特に、流路外壁のブロック 8 と端面のブロック 8e における Sh の値は、 $C=50\text{ mm}$ の場合に比べて著しく大きく、ターン間隙通過後に外壁へ衝突する流れ、および外壁から端面側へ逆流する流れにより、この領域の物質伝達が極めて効果的に促進されていることがわかる。なお、端面の中心近傍には $C=50\text{ mm}$ の場合と同様に Sh の極小値が現れるが、その値には C による大きな変化は認められない。

ターン下流の直線部では、測定領域の出口に至るまで Sh は図 12 よりも大きな値を示し、ターン間隙を狭めたことによる物質伝達促進の効果が、長い距離にわたって維持されることがわかる。 $C=50\text{ mm}$ の場合と同様に、流路隔壁の先端付近には、はく離泡に対応する低 Sh 領域が内壁に沿って形成され、 Sh はその下流のブロック 10 で極大値に達している。しかし、ブロック 10 以降の Sh の分布特性は $C=50\text{ mm}$ の場合とは大きく異なり、外壁の Sh は内壁の値に比べて大きく、また下壁では高 Sh 領域が外壁側に著しく偏った分布を示している。以上の結果から、 $C=30\text{ mm}$ の場合、流路隔壁の先端でははく離した流れは、 $C=50\text{ mm}$ の場合とは逆に外壁上に再付着すると考えられる。

図 15 はターン間隙を 70 mm に広げた場合の Sh 分布である。流路下壁のターン部前半のコーナでは、流れの再循環領域に相当する低 Sh 領域が、ターン間隙の狭い場合に比べて広い面積を占めている。この低 Sh 領域は、端面の上流端近傍にも明りょうに観察さ

れる。また端面上のブロック 7e における Sh は、他の流路と同様に高い値を示しているが、図 12(iii) および図 14(iii) のブロック 8e に現れた Sh の第 2 極大値は、図 15(iii) には認められない。さらに、外壁のブロック 8 においても、 Sh は他の流路ほどは高い値を示していない。ターン間隙を広くした場合、間隙を通して流路外壁へ衝突する流れの速度が低く、端面側への逆流も弱まるため、ターン部後半の Sh が C の小さい場合に比べて全般に低くなるものと考えられる。

ターン下流の Sh は、他の流路と同様に、隔壁の先端付近に形成されるはく離泡内で極小値をとった後、ブロック 10 で極大値に達している。ブロック 10 では、外壁の Sh に比べて内壁の Sh は大きく、 $C=50\text{ mm}$ の場合と同様に、隔壁先端でははく離流は流路内

Fig. 16 Local Sherwood number distribution ($C=50\text{ mm}$, $Re=2.0 \times 10^4$)

Fig. 15 Local Sherwood number distribution ($C=70\text{ mm}$, $Re=3.5 \times 10^4$)

Fig. 17 Local Sherwood number distribution ($C=50\text{ mm}$, $Re=5.0 \times 10^4$)

壁上に再付着すると考えられる。またターン下流の短辺壁における Sh の極大値は、ターン間隙寸法の違いによらず、いずれの流路でもブロック 10 の中心付近に現れている。すなわち、ターン間隙が広くなるに従って、流れのはく離(=流路隔壁先端)から再付着までの距離は短くなると推測される。

3・6 Sh 分布に及ぼすレイノルズ数の影響 図 16 と図 17 は、 $C=50\text{ mm}$ の流路において $Re=2.0\times 10^4$ および $Re=5.0\times 10^4$ の条件で得られた Sh の分布である。ターン上流からターン部に至る領域の Sh 分布には、レイノルズ数の違いによる定性的な差異は認められない。しかしターン下流側の直線部では、特に短辺壁の Sh 分布に、以下のような Re の影響が観察される。

$Re=2.0\times 10^4$ の場合、流路内壁では図 12(iv) と同様に隔壁の先端近傍にはく離泡に相当する低 Sh 領域が現れ、その下流のブロック 10 で Sh は極大値に達するが、外壁のブロック 10 には極大値は明確には現れていない。一方、 Re を 5.0×10^4 と高くした場合、内壁のブロック 10 における Sh は、外壁の同ブロック内の値にほぼ等しく、両壁面間の Sh 値の差異は Re が小さい場合よりも減少している。なお、 $C=70\text{ mm}$ の場合にも上記と同様の傾向が認められた。しかし、 $C=30\text{ mm}$ の場合には、 Sh の分布特性は Re に依存せず、 Sh の極大値はつねに流路外壁上に観察された。以上の結果より、ターン間隙が比較的広い場合、低 Re では隔壁先端におけるはく離流は内壁上に再付着するのに対し、 Re の増加に伴って流れの非定常性が強まり、このはく離流は外壁上にも再付着するようになると推定される。

4. 結 言

(1) 本流路の圧力損失係数 K は、ターン間隙 C が減少するほど増大し、その増加割合も大きくなる。しかし、 K はレイノルズ数に対してはほぼ一定値を示し、本流路の圧力損失は本実験範囲ではターン間隙によって決定される。

(2) 平均シャーウッド数 Sh_m はレイノルズ数に対して指数関数的に増加する。流路の下流側半分で平均化したシャーウッド数は、上流側平均シャーウッド数の 1.3~1.4 倍の高い値を示す。また、 $C=50\text{ mm}$ と 70 mm の流路における Sh_m はほぼ同一の値をとるが、 $C=30\text{ mm}$ の Sh_m はこれらの約 1.3 倍の値を示す。

(3) ブロック平均シャーウッド数 Sh_B は、いずれの流路壁においても、流路隔壁先端より 1 ブロック下

流のブロック 10 で極大値に達する。流路外壁と下壁では、ターン部の下流で $C=30\text{ mm}$ の Sh_B は他の流路よりも高い値を示すが、内壁上の Sh_B 分布にはターン間隙の影響は顕著には現れない。

(4) ターン部の局所シャーウッド数 Sh は、ターン上流の Sh に比べて全般に増大するが、ターン部前半のコーナには再循環領域が形成され Sh は極小値を示す。流路端面上には、 $C=70\text{ mm}$ の場合を除き、ターン部の前半と後半にそれぞれ一つずつ Sh の極大値が現れる。また、ターン後半の流路外壁でも、ターン間隙を通過した流れが衝突することにより Sh は極大値に達する。

(5) 流路隔壁の先端ではく離した流れは、ターン下流の内壁に沿ってはく離泡を形成し、下壁と内壁にはこのはく離泡に対応する低 Sh 領域が現れる。 $C=50\text{ mm}$ および 70 mm の場合、隔壁先端ではく離流は内壁上のブロック 10 内に再付着して Sh は極大値に達するが、 Re の増加に伴い Sh は外壁でも極大値を示すようになる。一方 $C=30\text{ mm}$ の流路では、このはく離流は外壁上のブロック 10 に再付着する。いずれの流路においても、再付着位置の下流では高 Sh 領域が外壁側に偏って分布する傾向を示す。

本研究を行うに際し、実験装置の製作に尽力いただいた名古屋大学技官 白木尚康氏および立花一志氏、ならびに実験の遂行に協力いただいた名古屋大学大学院生 柳田真氏に厚く感謝する。

文 献

- (1) Metzger, D. E., Plevich, C. W. and Fan, C. S., *Trans. ASME, J. Eng. Gas Turbines Power*, **106** (1984), 677-681.
- (2) Metzger, D. E. and Sahm, M. K., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **108** (1986), 500-506.
- (3) Fan, C. C. and Metzger, D. E., *ASME Paper*, No. 87-GT-113 (1987).
- (4) Han, J. C., Chandra, P. R. and Lau, S. C., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **110** (1988), 91-98.
- (5) Chyu, M. K., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **113** (1991), 63-70.
- (6) Johnston, J. P., Bradshaw, P. ed. *Turbulence*, (1976), 109-169, Springer-Verlag.
- (7) Murata, A., Mochizuki, S. and Fukunaga, M., *Proc. 10th Int. Heat Transf. Conf.*, **4** (1994), 291-296.
- (8) Wang, T. S. and Chyu, M. K. *J. Thermophys. Heat Transf.*, **8** (1994), 595-601.
- (9) Astarita, T., Cardone, G. and Carlomagno, G. M., *Heat Transf. Turbulent Flows, ASME HTD*, **318** (1995), 161-168.
- (10) Hirota, M., Fujita, H., Tanaka, A., Araki, S. and Tanaka, T., *Energy Conv. Manage.* **38** (1997), 1155-1168.
- (11) Goldstein, R. J. and Cho, H. H., *Exp. Thermal Fluid Sci.*, **10** (1995), 416-434.

- (12) 廣田真史・藤田秀臣・横澤肇・中山俊孝・田中雅, 機論, *Transf.*, **104** (1982), 82-89.
63-608, B(1997), 1327-1335.
 - (13) Sparrow, E. M. and Cur, N., *Trans. ASME, J. Heat*
 - (14) 日本機械学会誌, 計測の不確かさ, (1987), 丸善.
-