傾斜内壁をもつシャープターン往復流路内の局所伝熱および流動特性*

廣田 真史^{*1}, 中山 浩^{*1}, 蔡 磊^{*2}
藤田 秀臣^{*3}, 加藤 達人^{*4}, 倉本 博幸^{*5}Local Heat Transfer and Flow Characteristics
in Two-Pass Channels with an Inclined Divider WallMasafumi HIROTA^{*6}, Hiroshi NAKAYAMA, Lei CAI,
Hideomi FUJITA, Tatsuhito KATOH and Hiroyuki KURAMOTO^{*6} Department of Mechanical Engineering, Nagoya University,
Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Experimental study has been conducted on local heat/mass transfer and flow characteristics in rectangular cross-sectioned two-pass channels with a sharp turn having an inclined divider wall. Detailed distributions of local Sherwood numbers are presented that are obtained on all the walls of the channels by the naphthalene sublimation method, and the influence of the inclination angle of the divider wall on the local heat/mass transfer are examined. Then the flow characteristics in the channels, such as flow separation and reattachment around the turn section, secondary flow velocities in and after the turn, are described based on the time-mean flow vectors obtained by using the PIV. The correlation between the local heat/mass transfer and flow structure is discussed.

Key Words: Forced Convection, Heat Transfer, Flow Measurements, Heat Exchanger, Separation, Reattachment, Secondary Flow, Naphthalene Sublimation Method, PIV

1. 緒 言

シャープターンを有する矩形断面の往復流路では、ターン通過時の遠心力により誘起される二次流れと、流路隔壁の先端における流れのはく離・再付着の影響により、流路内の流動は強い3次元性を示し、局所伝熱特性も複雑に変化する⁽¹⁾。こうしたシャープターン流路内の強制対流熱伝達に関しては、とくにガスタービン翼の内部冷却流路への応用を目的として、従来多くの研究が行われてきた⁽²⁾⁻⁽⁵⁾。しかし、局所伝熱特性を明らかにした研究は比較的少なく、その詳細について必ずしも十分な知見は得られていなかった⁽⁶⁾⁻⁽¹⁰⁾。そこで著者らは、高空間分解能を期待できるナフタレン昇華法を用いてシャープターンをもつ矩形断面往復流路内の局所熱（物質）伝達率を測定し、流路の幾何学

的条件が伝熱特性に及ぼす影響について明らかにしてきた⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。とくに、流路隔壁を外壁に対して傾斜させた場合には、流動状態の変化に伴って局所熱伝達特性も大きく変化し、傾斜角度とターン間隙の最適化により伝熱特性の改善が期待できることも指摘した⁽¹³⁾。

上記の傾斜隔壁流路に関する研究では、流路の代表的な1壁面上の伝熱特性を検討するにとどまった⁽¹³⁾。

しかし、流れ場の3次元性を考慮すると、局所伝熱特性は流路壁ごとに大きく異なると考えられる⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。したがって、流路の局所伝熱特性の全貌を把握するためには特定の1壁面では不十分であり、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。また、こうした複雑な流路系における伝熱のメカニズムを理解するためには、流路内における流れ場の特性を把握することが不可欠と考えられる⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

そこで本研究では、傾斜内壁をもつ矩形断面のシャープターン往復流路において、流路全壁面にわたる局所伝熱特性をナフタレン昇華法により明らかにするとともに、非接触で多点同時計測が可能なPIV⁽¹⁶⁾を用いて流動計測を試みた。本報告では、まず詳細な局所シャウト数分布を示し、次に流路内の時間平均速度分布を提示して伝熱特性との関連を検討する。

* 原稿受付 2001年11月19日。

^{*1} 正員、名古屋大学大学院工学研究科(☎464-8603 名古屋市千種区不老町)。^{*2} 名古屋大学大学院工学研究科。^{*3} 正員、名城大学理工学部(☎468-8502 名古屋市天白区塩釜口1-501)。^{*4} 東邦ガス(株)(☎456-8511 名古屋市熱田区桜田町19-18)。^{*5} セイコーエプソン(株)(☎399-0295 長野県諏訪郡富士見町富士見1010)。

E-mail: hirota@mech.nagoya-u.ac.jp

主な記号

C : ターン間隙 (図 3 参照)

$C^* = C/2A$ ($2A$: 流路入口の長辺壁幅)

D : 空気に対するナフタレン蒸気の分子拡散係数

d_h : 流路入口で定義した水力直径

h_m : 局所物質伝達率

h_{mB} : ブロック (図 5 参照) 内の平均物質伝達率

Re : レイノルズ数 ($= U_b \cdot d_h / \nu$, ν : 空気の動粘度)

Sh : 局所シャウド数 ($= h_m \cdot d_h / D$)

Sh_o : 円管内完全発達乱流の平均シャウド数 (式(1))

Sh_B : ブロック平均シャウド数 ($= h_{mB} \cdot d_h / D$)

T_d : 隔壁厚さ

U_b : 流路入口における断面平均速度

U, V, W : 各軸方向の平均速度成分

X, Y, Z : 流路の座標系 (図 9 参照)

$X^* = X/d_h, Y^* = Y/(2A + T_d/2), Z^* = Z/(A/2)$

α : 隔壁傾斜角度 (図 3 参照)

2. 実験装置および実験方法

流路系の概要は図 1 に示すように既報⁽¹¹⁾⁻⁽¹³⁾と同様であり、室温空気は整流室を経て測定流路へ流入する。測定流路は 2 ヶ所にシャープターンをもつ矩形断面の往復流路であり、測定は灰色で示した領域で行った。なお前報⁽¹³⁾と同様に、流路入口にはバッフル板を設けて、流入する空気流を強制的にはく離・急縮小させた⁽¹⁷⁾。図 2 は物質伝達実験に使用した流路の概要である。測定流路は入口断面が $50 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$ ($d_h = 33.3 \text{ mm}$) のシャープターンをもつ往復流路であり、図の各壁面においてナフタレン昇華法により局所熱 (物質) 伝達率を測定した。短辺壁 (図の(i) ~ (v)) の幅方向長さは流路内で一定 $= 25 \text{ mm}$ に保たれるが、長辺壁 (vi) の幅は隔壁傾斜角度によって流路軸方向に変化する。なお、長辺壁である上壁と下壁の物質伝達率分布は互いによく一致することを確認したため、本報では長辺壁に関しては下壁の結果を代表させて示す。

長辺壁の詳細を図 3 に示す。流路入口から端面 (図 2 の(iii)) までの長さは 334 mm ($\cong 10 d_h$) である。隔壁 (同(ii)・(iv)) は厚さ $T_d = 10 \text{ mm}$ であり、外壁 (同(i)・(v)) に対して斜めに設置されている。物質伝達率の測定は、ターン間隙 C が $30 \text{ mm}, 50 \text{ mm}, 70 \text{ mm}$ ($C^* = 0.6, 1.0, 1.4$) の各場合において、隔壁の傾斜角度 α を $+6^\circ$ (図の上側に傾斜) から -6° (下側に傾斜) まで 2° 間隔で変化させ、流路入口で定義したレイノルズ数 $Re = 3.5 \times 10^4$ の条件下で行った。本報では、 $\alpha < 0^\circ$ の流路を縮小流路、 $\alpha > 0^\circ$ を拡大流路、 $\alpha = 0^\circ$ の場合を平行流路と呼ぶ。なお、 $\alpha = 0^\circ$ で $C^* = 1.0$ の場合は、従来

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 2 Details of the test channel

Fig. 3 Details of the test section (bottom wall)

の研究において多く採用されている標準的な流路仕様である⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾。そこで本報においては、紙数の制約上からも $C^* = 1.0$ の場合を中心にして、 α が伝熱特性に及ぼす影響について検討する。

流動特性の測定には PIV を用いた。流路系は物質伝達実験に用いたものと本質的に同じであるが、CCD カメラの撮影範囲を勘案して流路寸法は上述の $4/5$ 倍とした。また、ターン間隙は標準的な $C^* = 1.0$ に固定し、 $\alpha = +4^\circ, 0^\circ, -4^\circ$ の 3 条件について、 $Re = 3.5 \times 10^4$ の空気流で測定を行った。PIV システムはダブルパルス YAG レーザシート光 (出力: 15 mJ , シート厚さ: 0.5 mm) を可視化光源に使い、CCD カメラ ($640 \times 480 \text{ pixels}$, 8 bit) とレーザを同期させるシンクロナイザ (TSI 社製) およびコンピュータから構成されている。トレーサにはプロピレングリコールを加熱して作った煙を使用し、レーザの発光時間間隔を $5 \sim 30 \mu\text{s}$ に設定して速度計測を行った。速度ベクトルの算出には、濃度相関法とサブピクセル補間を適用した⁽¹⁶⁾。今回は 500 枚の瞬時速度ベクトル分布を平均化処理することにより、流路内の平均速度分布について調査した。

3. 実験結果および考察

3.1 ブロック平均シャウド数 各流路壁における

Fig. 4 Definition of "block" (divergent channel)

(a) Parallel-wall channel ($\alpha = 0^\circ$) (b) Divergent channel ($\alpha = +4^\circ$) (c) Convergent channel ($\alpha = -4^\circ$)

Fig. 5 Block-averaged Sherwood number

局所伝熱特性の概略を把握するために、物質伝達測定領域を図4に示す14ブロックに分割し、各ブロック内の平均シャウド数 $Sh_b^{(1)}$ を求めた。なお、ターン部であるブロック7と8の境界は α に伴って変化する。また、ブロック7と8の "outer wall" における Sh_b は、外壁と端面における Sh_b の平均値で表した。図5(a), (b), (c) は、ターン間隙を $C^* = 1.0$ に固定し、 α をそれぞれ 0° , $+4^\circ$, -4° に設定した場合の Sh_b の流路軸方向変化である。横軸は図4のブロック番号を示す。

$\alpha = 0^\circ$ の場合、流路下壁の Sh_b 分布は、隔壁および外壁上の分布と定性的かつ定量的によく一致している。すなわち、いずれの壁面上でも Sh_b は流路入口で

Fig. 6 Local Sherwood number in parallel-wall channel

極大値を示した後、下流方向に一旦減少するがターン内のブロック7で増加し始め、ターン下流のブロック10で極大値に達する。このように、平行流路において Sh_b 分布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考えられる⁽¹¹⁾。

$\alpha = +4^\circ$ の拡大流路における Sh_b は平行流路と定性的に類似の分布傾向を示し、ターン後のブロック9(下壁・隔壁)もしくは10(外壁)において極大値に達している。しかし定量的には、こうしたブロック9・10における Sh_b の値は壁面ごとにやや異なっており、外壁では下壁に比べて低い値を示すのに対して、隔壁上の値は逆に下壁を上回っている。一方、図5(c)に示した縮小流路の Sh_b はブロック9で一旦減少しており、他の流路とは定性的に異なった分布傾向を示す。また、下壁と外壁における Sh_b の値は流路全域にわたりほぼ等しいのに対して、隔壁上の値はブロック9・10で他の壁面を大幅に下回っている。

以上のように、傾斜隔壁流路のブロック9・10において長辺壁と短辺壁の Sh_b に差が生じる傾向は、他の C^* においても同様に認められた。したがって、平行流路とは異なり、拡大・縮小流路の流路全域にわたる Sh_b 分布特性を的確に把握するためには、長辺壁か短辺壁どちらか一方の Sh_b を求めるのみでは不十分といえる。

なお、測定領域全体にわたり平均化して求めた平均シャウド数は、 Sh_b 分布からも分かるように、前報で示した長辺壁上のデータのみから求めた平均値⁽¹³⁾ とほぼ一致していた。しかし、縮小流路では前者が後者をわずかに下回る傾向が観察された。

3.2 局所シャウド数分布 次に各流路における局所シャウド数 Sh の分布特性について述べる。ここでもターン間隙を標準的な $C^* = 1.0$ に固定し、 α を変化した場合について検討する。図には、 Sh を円管内の

完全発達乱流に対する平均シャウド数 Sh_0 で除した値 Sh/Sh_0 の変化を濃淡で示した。 Sh/Sh_0 の増加に伴って図の色は薄くなり、 $Sh/Sh_0 > 3.0$ の領域は白く示してある。なお Sh_0 は次式で算出した⁽¹⁸⁾。

$$Sh_0 = 0.0243 Re^{0.8} Sc^{0.4} \quad (1)$$

Sc はナフタレン蒸気の空気に対するシュミット数 (= 2.5) である。本節では、まず平行流路の Sh 分布⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ を概観し、次に傾斜隔壁の場合について説明する。

3.2.1 平行流路 図6に $\alpha = 0^\circ$ における Sh/Sh_0 の分布を示す。図の(i)から(vi)は図2に示した各流路壁に対応しており、各図中に記入した破線は図4で定義したブロックの境界を、また矢印は測定領域に出入りする流れの向きを表している。

ターン上流の直線部分における Sh は、流路入口で極大値を示した後、濃度境界層の発達に伴い下流方向へ減少する。ターン前半部（ブロック7）では、直線部からの流れが端面に衝突するために、端面上の Sh は高い値を示す。また、ターン後半のブロック8でも、ターン間隙を通過した流れの衝突により外壁上の Sh は局所的な極大値に達する。長辺壁上の Sh は、ターン入口から出口に向かって徐々に増加するが、ブロック7の端面近傍とブロック8の外壁近傍では Sh の急激な増大が観察される。

ターン下流の直線部分では、隔壁と長辺壁の隔壁先端近傍（ブロック9）に、はく離泡に対応した低 Sh 領域が観察される。一方、外壁の Sh は、ブロック8における局所的な極大値の後、ブロック9でも壁の中心線近傍では比較的高い値を示すが、長辺壁との接合部に近づくにつれて減少している。こうした中心線近傍の高 Sh 領域と長辺壁近傍の低 Sh 領域は、後述の二次流れ分布（図13）において、それぞれ壁に衝突する流れと壁から離れる流れに起因している。ブロック10では、いずれの壁面でも Sh は増加し極大値に達する。とくに隔壁上の Sh は外壁に比べて高く、隔壁先端ではく離した流れの再付着に対応すると考えられる。またブロック11以降では、同一断面で比較した場合、外壁側の Sh が隔壁側に比べて高い値をとる傾向が観察された⁽¹¹⁾。これより、はく離泡下流の流れ場は、高速の流体が外壁側に偏った速度分布をもつものと予想される⁽¹¹⁾。

3.2.2 拡大流路 図7(a), (b), (c)に、それぞれ $\alpha = +2^\circ, +4^\circ, +6^\circ$ における Sh/Sh_0 の分布図を示す。なお、隔壁上の分布は、直感的に理解し易くするために外壁に平行な面への写像として表したため、図中の隔壁長さは α に依らず一定になっている。以下では、流路を3領域に分けて Sh の分布特性を検討する。

Fig. 7 Local Sherwood number in divergent channels

(a) ターン上流拡大部（ブロック1～6） 流路入口からブロック3までは、拡大流路の Sh は平行流路と同程度の値を示す。しかしブロック4以降では、流路断面積の増加による主流の減速を反映して、平行流路

の Sh を下回る領域が現れている。この傾向は α が大きい流路の短辺壁で顕著であり、外壁に比べて隔壁の方がより上流側で Sh の低下が始まっている。

(b) ターン部 (ブロック 7・8) ターン前半のブロック 7 では、長辺壁と端面のコーナー部に Sh の低下する領域が観察される。この低 Sh 領域は α が大きいほど広い面積を占めており、コーナー部における流れの再循環⁽¹⁴⁾に起因すると考えられる。また端面では、平行流路と同様に、ブロック 7 の中心部に流れの衝突に伴う Sh の極大値が現れる。この極大値の値は α に対して大きく変化せず平行流路と同程度であるが、その出現位置は α の増加に伴い下流へ移動している。

ターン後半部の長辺壁における Sh は、平行流路と同様にブロック 7 よりも全般に高い値を示し、また、端面上の Sh はブロック 7 と 8 の境界付近で一旦減少した後、下流方向に再び増大している。これらの壁面における Sh の値は、いずれの α でも平行流路と同程度である。一方、外壁上の Sh 分布は定性的には平行流路と類似であるが、ブロック 8 から 9 に至る領域の壁中心線近傍で Sh は α の増加に伴い増大し、平行流路よりも高い値に達している。このことより、ターン間隙を通過して外壁に衝突する流れは、 α の増加に伴って加速すると考えられる。

(c) ターン下流拡大部 (ブロック 9～14) 平行流路の隔壁先端近傍にははく離泡に対応した低 Sh 領域が明確に現れたのに対し、拡大流路の隔壁先端部における低 Sh 領域は縮小する傾向にある。とくに $\alpha = +4^\circ$ と $+6^\circ$ の長辺壁における Sh は、隔壁と外壁の近傍でともに $Sh/Sh_0 > 3.0$ の高い値を示しており、上記の低 Sh 領域は消滅している。しかし隔壁上では、 $\alpha = +6^\circ$ の場合にも壁先端のごく狭い部分に低 Sh 領域が観察されることから、はく離泡自身は、スケールは小さくなるものの、隔壁に沿って形成されていると推測できる。

隔壁上の Sh は上記の低 Sh 領域の下流で急増し、ブロック 9 から 10 に至る領域で極大値に達する。この極大値は平行流路よりも上流側に現れており、値も増大している。長辺壁と同様に、この高 Sh 領域は α の増加とともに壁面上の広い面積を占めるようになり、また Sh の値自身も高くなる。

一方、外壁上の Sh は、上述のようにブロック 8～9 で極大値を示した後、下流方向に一旦減少するが、ブロック 10 で再び増大している。 $\alpha = +2^\circ$ と $+4^\circ$ の場合、外壁のブロック 10 における Sh は平行流路の対応する値とほぼ一致しており、隔壁のブロック 10 よりも低い値をとる。また、 $\alpha = +6^\circ$ の対応位置における Sh は他の流路に比べて高い値を示すが、上記と同様に隔壁

Fig. 8 Local Sherwood number in convergent channels

上の Sh を下回ることが確認された。

ブロック 11 以降では、長辺壁上の Sh は α によらず流路幅方向に均一な分布を示すが、短辺壁では隔壁に比べて外壁上の Sh はわずかに高い値をとる傾向が認

められる。しかし、 $\alpha = +6^\circ$ の場合にはこうした傾向もごく弱くなっている。

3.2.3 縮小流路 $\alpha = -2^\circ, -4^\circ, -6^\circ$ の流路における Sh/Sh_0 の分布図を、図 8(a), (b), (c) に示す。

(a) ターン上流縮小部 この領域では流路断面面積の減少に伴い流れが加速するため、 Sh は全壁面で他の流路よりも高い値を示す。また $\alpha = -4^\circ$ と -6° では、ターン直前のブロック 6 で Sh の増加が認められる。

(b) ターン部 ターン部には上記の加速流が流入するため、ブロック 7 の全壁面で Sh は $|\alpha|$ が大きいほど増大し、拡大流路で観察されたコーナー部の低 Sh 領域は消滅する。とくに端面上の Sh は高い値を示す。

ブロック 8 においても、縮小流路の Sh は他の流路に比べて全般に大きい。しかし、長辺壁上には隔壁先端からはく離泡の一部と考えられる低 Sh 領域が生じており、その占める領域は $|\alpha|$ の増加に伴ってブロックの中心部へと広がっている。一方、外壁の上流端には高 Sh 領域が観察され、その値は $|\alpha|$ とともに増大している。この高 Sh 領域は、他の流路と同様に、ターン間隙を通過した流れが外壁へ衝突することに起因すると考えられるが、その衝突位置は拡大流路よりも上流側に移動していると推測される。また、 $|\alpha|$ が大きくなるにつれて上記のはく離泡はターン内部へ広がり、実質的なターン間隙は狭くなる。そのため、外壁への衝突流は $|\alpha|$ とともに増速し、それに伴い高 Sh 領域内の Sh も増大すると考えられる。

(c) ターン下流縮小部 ターンの下流では、長辺壁と隔壁のブロック 9～10 における低 Sh 領域の分布から、隔壁に沿って大規模なはく離泡が形成されていることが推測できる。長辺壁上では、これは、はく離泡の外側で Sh は比較的高い値を示す。これは、はく離泡の形成により実質的な流路断面面積が減少し、この領域における流速が増加したことに因ると考えられる。

隔壁上の Sh は、図 5(c) の Sh_b 分布からも明らかなように他の壁面に比べて全般に低い値を示すが、上記のはく離泡の下流で流路軸方向へ徐々に増大し、ブロック 11～12 で極大値に達している。この極大値は、隔壁先端ではく離した流れの再付着に対応すると考えられる。 $|\alpha|$ が大きくなるに従い極大値の位置は下流に移動し値は減少することから、隔壁の傾斜が増すほどはく離泡のスケールは増大し、また隔壁上への再付着流は弱くなると推測される。

外壁上の Sh は、上述のようにブロック 8 の上流端で極大値をとった後、ブロック 9 で一旦減少し、ブロック 10 で再度増加している。 $\alpha = -2^\circ$ と -4° の場合、ブロック 9 以降の外壁における Sh は、平行流路と定性的

Fig. 9 Channel for PIV measurement and coordinate system

のみならず定量的にも類似の分布を示す。 $\alpha = -6^\circ$ の Sh は外壁全域にわたって他の α よりも大きく、はく離泡のスケールの増大に伴って外壁近傍の流速が増加した影響が現れていると考えられる。

3.3 流動特性 本研究では、PIV により速度場の計測を行った。図 9 に座標系を示す。座標系の原点は平行流路における隔壁先端の中心位置とし、図の様に各軸を定める。本研究では、流路内の流動特性を把握するための第 1 段階として、長辺壁に平行な流路対称面（下壁より 10 mm の高さの面、図の $Z=0$ ）、および X 軸あるいは Y 軸に垂直な流路断面内で時間平均速度分布の計測を行った。ターン間隙は $C^*=1.0$ に固定し、物質伝達率測定と同じ $Re=3.5 \times 10^4$ で実験を行った。

図 10, 11, 12 は $\alpha = 0^\circ, +4^\circ, -4^\circ$ の流路における流路対称面内の時間平均速度分布であり、上図にベクトル線図、下図に次式で定義される無次元流速 U^* の分布を示す。 U^* が大きいほど薄い色で示してある。

$$U^* = (U^2 + V^2)^{1/2} / U_b \quad (2)$$

U^* 分布図中の破線はブロックの境界に対応する。速度計測は、流速の変化が大きいブロック 4～11 の領域で行った。また、図 13～15 には各流路のターン間隙中央（ブロック 7 と 8 の境界に相当する断面、すなわち $\alpha = 0^\circ : Y^*=0$, $\alpha = +4^\circ : Y^*=0.36$, $\alpha = -4^\circ : Y^*=-0.36$ ）、ターン出口 ($X^*=0$) とその $1d_h$ および $2d_h$ 下流の断面 ($X^*=-1.0, -2.0$) で測定した二次流れベクトル（時間平均値）の分布を示した。図の左側が隔壁、右側が端面あるいは外壁に対応する。図中には、各断面で観察される二次流れのパターンも併記した。

ターンの上流部分では、 Sh 分布からも予測できるように、 α に対応した流れの加速・減速が観察される。

ターン前半部分のコーナーには、いずれの流路においても低速領域が存在する。とくに、平行流路と拡大流路には循環流が生じており、 Sh 分布に見られた低 Sh 領域に対応している。一方、縮小流路のターン部では、上流側の縮小部で加速された流体がターン部に流入す

Fig. 10 Velocity distributions in $Z = 0$ in parallel-wall channel Fig. 11 Velocity distributions in $Z = 0$ in divergent channel of $\alpha = +4^\circ$ Fig. 12 Velocity distributions in $Z = 0$ in convergent channel of $\alpha = -4^\circ$

Fig. 13 Secondary flow vectors in parallel-wall channel

Fig. 14 Secondary flow vectors in divergent channel of $\alpha = +4^\circ$ Fig. 15 Secondary flow vectors in convergent channel of $\alpha = -4^\circ$

るため、高速領域が端面側に偏った速度分布が観察される。ブロック 7 の端面とブロック 8 の外壁にはこうした高速の流れが衝突し、これらの領域における高い Sh をもたらしている。また、平行流路と縮小流路では、隔壁先端の上流側エッジより低速領域が始まっており、流れはこの部分ではく離することが分かる。ターン間隙中央断面の二次流れ分布においても、端面側には遠心力に起因した一対の縦渦⁽¹⁾⁽¹⁴⁾が存在するのに対して、隔壁側にはこのはく離に対応した壁に向かう流れが観察される。縮小流路におけるはく離領域はターン内に大きく張り出しており、長辺壁のブロック 8 で観察された低 Sh 領域をもたらすと考えられる。

ターン下流の領域には、全ての流路で隔壁に沿ったはく離泡が観察される。 Sh 分布からも予測されたように、縮小流路では平行流路に比べて大規模なはく離泡が生じるのに対して、拡大流路のはく離泡はごく小さい。また平行流路と縮小流路では、このはく離流の再付着点近傍（隔壁上）で Sh は極大値に達する。

こうしたはく離泡の外側では、いずれの流路でも流れの加速が観察される。とくに拡大流路では、 $X^* = 0$ と $X^* = -1$ の二次流れ分布から分かるように、外壁のブロック 8～9 の中心線付近に強い衝突流が存在しており、前述のようにこの領域で観察された高い Sh をもたらしている。また、この衝突流は外壁に沿って流れ

た後に長辺壁に再度衝突するため、長辺壁のブロック 9 の外壁側にも高 Sh 領域が発生する。こうしたターン出口部付近における外壁と長辺壁への流れの衝突は、他の流路においても同様に観察されるが、衝突流の速度は拡大流路に比べて小さく Sh の増大も顕著ではない。

はく離泡の下流では、平行流路と縮小流路の場合、隔壁側に比べて外壁側の速度 (U^*) の高い状態が測定領域の出口まで維持されている。一方、拡大流路では、はく離泡自身が小さいため、ブロック 10 において既にスパン方向にほぼ均一な速度分布にまで回復している。こうした U^* の分布傾向は、先に述べたブロック 11 以降における Sh の分布特性とよく対応している。また、二次流れに関しては、 $X^*=0$ および $X^*=-1$ まではいずれの流路においても外壁側に一對の縦渦、隔壁側にはく離泡に対応した流れが観察されるが、 $X^*=-2$ では二次流れは全般に弱くなり、とくに縮小流路では外壁側に明確な縦渦は認められなくなる。このように、ターン後の二次流れがはく離泡の下流で比較的早く減衰する傾向は、他者の正方形断面平行流路における測定結果にも見られた⁽¹⁴⁾。

以上見てきたように、流路内に観察された平均速度場の特性は、3.2 節で述べた局所伝熱特性と概ね対応している。しかし、拡大流路のブロック 9 では、隔壁上と長辺壁の隔壁側で Sh が非常に大きな値を示すのに対して平均速度は低く、両者の間に相関は認められない。この領域では、隔壁先端ではく離した流れの非定常性によって熱（物質）伝達が促進されていると予想されるが、詳細な検討は今後の課題と考える。

4. 結 言

本研究では、外壁に対して傾斜した隔壁を有する矩形断面の往復流路において、流路を構成する全壁面上の局所伝熱特性を明らかにするとともに、流路対称面内およびターン内とターン下流の断面において平均速度場の測定を行った。その結果、以下の結論を得た。

(1) 拡大流路のターン部では、端面と長辺壁上の Sh は平行流路と定量的にも類似の分布を示すが、外壁上ではターン出口近傍で平行流路よりも高い Sh を示す。ターン下流では、隔壁先端近傍に形成されるはく離泡は非常に小さく、長辺壁と隔壁上の Sh は隔壁先端のすぐ下流で極大値に達する。外壁上の Sh は平行流路と同様の分布をとり、隔壁上の Sh よりも低い値を示す。上記の極大値より下流の領域では、 Sh は流路スパン方向にほぼ均一な分布をとる。

(2) 縮小流路の場合、ターン内の Sh は全壁面にわたり他の流路に比べて高く、上流側コーナ部部の低 Sh

領域は消滅する。ターンの下流領域には、はく離泡に対応する大規模な低 Sh 領域が隔壁に沿って現れる。隔壁上の Sh はこのはく離流の再付着点近傍で極大値に達するが、その値は平行流路に比べて低く位置も下流側に移動している。外壁上の Sh は平行流路と定量的にも類似の分布傾向を示す。

(3) 上記の局所伝熱特性は、流路内で観察された平均速度場の特性、すなわち流れの加速・減速、はく離・再付着、壁面への衝突流と概ね対応する。しかし、拡大流路の隔壁先端近傍のように両者の間の相関が弱い領域では、流れの非定常性により熱（物質）伝達が促進されていると考えられる。

本研究の一部は文部省科学研究費補助金基盤研究 (B) (2) (10450083) により行われた。ここに記して謝意を表す。

文 献

- (1) Wang, T. S. and Chyu, M. K., *J. Thermophysics & Heat Transfer*, **8** (1994), 595-601.
- (2) Metzger, D. E. and Sahm, M. K., *J. Heat Transfer*, **108** (1986), 500-506.
- (3) Fan, C. C. and Metzger, D. E., *ASME Paper* 87-GT-113 (1987).
- (4) Han, J. C., Chandra, P. R., and Lau, S. C., *J. Heat Transfer*, **110** (1988), 91-98.
- (5) Chyu, M. K., *J. Heat Transfer*, **113** (1991), 63-70.
- (6) Murata, A., Mochizuki, S. and Fukunaga, M., *Proc. 10th Int. Heat Transfer Conf.*, **4** (1994), 291-296.
- (7) Astarita, T., Cardone, G., and Carlomango, G. M., *Heat Transfer in Turbulent Flow*, HTD-318, ASME (1995), 161-168.
- (8) Ekkad, S. V., and Han, J. C., *J. Flow Visual. Image Proc.*, **2** (1995), 285-297.
- (9) 望月貞成・村田章・柴田良輔・Wen-Jei Yang, 機論, **64**-623, B (1998), 2216-2223.
- (10) Astarita, T. and Cardone, G., *Exp. Thermal Fluid Science*, **20** (2000), 188-200.
- (11) Hirota, M., Fujita, H., Syuhada, A., Araki, S., Yoshida, T. and Tanaka, T., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **42** (1999), 3757-3770.
- (12) Syuhada, A., Hirota, M., Fujita, H., Araki, S., Yanagida, M. and Tanaka, T., *Energy Convers. Mgmt.*, **42** (2001), 1867-1885.
- (13) 廣田真史・藤田秀臣・中山浩・柳田真・梶田明男, 機論, **67**-656, B (2001), 1012-1019.
- (14) Liou, T.-M. and Chen, C.-C., *J. Turbomachinery*, **121** (1999), 167-174.
- (15) Liou, T.-M., Tzeng, Y.-Y. and Chen, C.-C., *J. Turbomachinery*, **121** (1999), 569-576.
- (16) Raffel, M., Willert, C. E., Kompenhans, J., *Particle Image Velocimetry*, (1998), 117-134, Springer, Berlin.
- (17) Sparrow, E. M. and Cur, N., *J. Heat Transfer*, **104** (1982), 82-89.
- (18) Bejan, A., *Convection Heat Transfer*, (1984), 326-327, Wiley, New York.