傾斜内壁をもつシャープターン往復流路内の乱流熱(物質)伝達*

中山 浩^{*1}, 廣田 真史^{*1}, 藤田 秀臣^{*2}
奥田 琢也^{*3}, 小野 靖洋^{*3}Local Heat (mass) Transfer and Flow Characteristics in
Serpentine Channels with an Inclined Partition WallHiroshi NAKAYAMA^{*4}, Masafumi HIROTA, Hideomi FUJITA,
Takuya OKUDA and Yasuhiro ONO^{*4} Department of Mechanical Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

Flow and heat/mass transfer characteristics for turbulent flow in serpentine channels with an inclined partition wall have been examined experimentally. Detailed velocity distributions have been measured using Particle Image Velocimetry for three kinds of partition wall's inclination angle with respect to the outer walls ($\alpha = +4^\circ, 0^\circ, -4^\circ$) at Reynolds number of 3.5×10^4 . The PIV measurements results were compared with the published local mass transfer results for these three cases, and the mechanism of the heat (mass) transfer from the channel wall after turn section were discussed. Based on these data, the inclination angle can bring significant changes to the fluid characteristics and local heat (mass) transfer characteristics. The heat (mass) transfer enhancement after turn is controlled by the value of secondary flow velocity, convective mean velocity, turbulent kinetic energy, and their contribution rates are remarkably changed by the channel configurations.

Key Words: Forced Convection, Heat Exchanger, Naphthalene Sublimation Method, PIV

1. 緒 論

急激な曲がり部をもつ矩形断面の往復流路(シャープターン流路)は各種熱交換器やガスタービン翼の内部冷却流路において多く使用されている⁽¹⁾。このような流路においては、ターン通過時に作用する遠心力に起因した二次流れと、ターン下流における大規模な流れのはく離・再付着とが共存するため、流路内の流動は強い三次元性を示し、流路内の熱伝達特性も極めて複雑な様相を示すことが知られている。

こうした往復流路内の強制対流熱伝達に関しては、工業的な重要性のみならず工学的にも興味深いため、これまで熱電対⁽²⁾、ナフタレン昇華法⁽³⁾、非定常感温液晶法⁽⁴⁾などを用いた実験、数値解析⁽⁵⁾により、その特性が明らかにされてきた。著者らは、とくに流路隔壁を外壁に対して傾斜させた場合について実験を行ってきており、隔壁の傾斜に伴う主流や二次流れの局所的な加速減速、はく離領域の大きさの変化などにより流路の伝達特性は顕著に変化し、適切な傾斜角度を選ぶことによって流路の総合的な伝達性能を向上させ得ることを見出してきた⁽⁶⁾。

一方、こうした複雑な流路における伝熱機構を明らかにするためには、伝熱特性と密接に関係する流動特性を的確に把握することが不可欠である。しかし、上記のように流路内の流動特性と伝熱機構は複雑であるため、その詳細については未だ不明な点が多い。著者らはこれまで、伝熱のメカニズムを把握する第一段階として、伝熱計測にナフタレン昇華法、速度計測にPIVを用いて傾斜内壁をもつ往復流路内の局所伝熱特性と平均速度分布を明らかにし、両者の比較・検討から、局所伝熱特性がその平均速度場の特性と概ね対応することを示してきた⁽⁷⁾。しかし、とくにターン下流部においては、低速度領域においても高シャドウ数を提示するなど、伝熱特性と平均的速度場の間に必ずしも相関が認められない領域も存在することも指摘した。

そこで本研究では、傾斜内壁をもつ矩形断面往復流路内の乱流場についてより詳細な流動計測を行い、前報⁽⁷⁾では明確になされなかった壁面近傍の速度分布、主流速度や変動速度強度の三次元分布などを明らかにするとともに、こうした流動特性諸量と局所熱(物質)伝達率との相関を求めることにより、流路内の熱伝達を支配するメカニズムについて検討を加えることを目的とする。

2. 記 号

A: 流路入口での長辺壁長さ (= 40 mm)

* 原稿受付 2003年12月19日。

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋千種区不老町)。

^{*2} 正員, 名城大学理工学部(〒468-8502 名古屋市天白区塩釜口1-501)。

^{*3} トヨタ自動車(株)(〒471-8571 豊田市トヨタ町1)。

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

A_c : 各流路断面における長辺壁長さ

B : 短辺壁長さの半分 (= 10 mm)

C : ターン間隙 (= 40 mm)

d_h : 流路入口での水力直径 (= 26.6 mm)

k_{xy} : x - y 平面内二次元乱れエネルギー $= ((\overline{u^2} + \overline{v^2})/2)/U_b^2$

k_{yz} : y - z 平面内二次元乱れエネルギー $= ((\overline{v^2} + \overline{w^2})/2)/U_b^2$

k_{xz} : x - z 平面内二次元乱れエネルギー $= ((\overline{u^2} + \overline{w^2})/2)/U_b^2$

Re : レイノルズ数 $= U_b d_h / \nu$, ν : 空気 の 動粘度

T_d : 流路隔壁厚さ (= 8 mm)

U, V, W : 各軸方向の平均速度

u, v, w : 各軸方向の変動速度

U_b : 流路入口における断面内平均速度

X, Y, Z : 座標軸 (図2参照)

Y' : 各流路断面における座標軸 (図3参照)

$X^* = X/d_h$ ($-9.1 < X^* < 1.5$)

$Y^* = Y/(A+T_d/2)$ ($-1 < Y^* < 1$)

$Y'^* = Y'/A_w$ ($0 < Y'^* < 1$, ターン下流側直線部)

$Z^* = Z/B$ ($-1 < Z^* < 1$)

α : 隔壁傾斜角度 ($= -4^\circ, 0^\circ, +4^\circ$; 図2参照)

3. 実験装置および実験方法

図1に実験装置の構成図を示す。装置は既報⁽⁷⁾で用いたものと同様であり、対象とする流路は、流路入口における断面が40 mm×20 mm (断面アスペクト比2, 水力直径 $d_h = 26.6$ mm) のシャープターンをもつ往復流路である。流路は吸い込み型で、作動流体としての室温空気は整流室、測定流路、フィルタ室、流量計を経て屋外に排出される。図2に流路の詳細および各壁面の名称を示す。測定流路の全壁面は透明アクリル板で製作されており、短辺壁を場所に依りて、ターン上流外壁、同隔壁(内壁)、端面、ターン下流隔壁、同外壁と呼ぶ。隔壁先端部から端面までの距離(ターン間隙)は流路入口における長辺壁の辺長と等しい40 mmであり、隔壁の厚さは8 mmである。流路外壁に対する隔壁の傾斜角度 α を $+4^\circ, 0^\circ, -4^\circ$ の3通りに変化させて、流路入口部での水力直径を代表寸法としたレイノルズ数 Re を 3.5×10^4 (断面平均速度 $U_b = 19.8$ m/s) 一定として実験を行った。以下では、 $\alpha = -4^\circ$ の流路を縮小流路、 $\alpha = +4^\circ$ を拡大流路、 $\alpha = 0^\circ$ を平行流路と呼ぶことにする。図2と図3は縮小流路を示している。座標系の原点は平行流路の隔壁先端の中心位置とし、図2のように流路軸方向を X , 長辺壁スパン方向を Y , 短辺壁スパン方向を Z と定義した。 $Z = 0$ の面は流路の二等分面に対応している。

本研究では、特にターン内とその下流における流動特性を調べるために、 $X^* \geq 4.5$ の範囲において、 X - Y 平面内の6断面 ($Z^* = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 0.9$)、流路軸に

Fig.1 Experimental apparatus

Fig.2 Details of test section

Fig.3 Locations of measuring cross-sections

対し垂直な Y - Z 平面内の9断面 ($X^* = 0, -0.5, -1.0, -1.5, -2.0, -2.5, -3.0, -3.5, -4.0$) とターン間隙部断面で計測を行った。なお本報においては紙面の都合上、主に図3に示すような5断面 (Section 1~5) における結果について示す。また、これらの測定断面において二次流れ速度分布は流路対称面 ($Z^* = 0$) に対して良好な対称性を示したため、1/2断面 ($0 < |Z^*| < 1$) での結果を示す。

平均速度と乱流強度の測定にはPIVを用いた。PIVの構成は既報⁽⁷⁾と同じで、ダブルパルスYAGレーザ(出力: 15 mJ, シート厚さ: 1 mm) を可視化光源とし、精密 X - Y ステージ上に設置されたCCDカメラ (KODAK ES1.0, 1008×1012 pixels, 8bit) とレーザを同期させるシンクロナイザ (TSI製) およびコンピュータから構成される。トレーサにはラスキンノズルから発生させたオイルの微小粒子 (粒径 $1 \sim 5 \mu\text{m}$) を使い、2枚の画像を取得する際のパルス間隔は粒子移動量に応じて $5 \mu\text{s} \sim 20 \mu\text{s}$ の間で変化させた。空間解像度の低下を防ぐため、観察領域は $100 \times 100 \text{ mm}^2$ を超えないように設定し、濃度相関法を用いて速度ベクトルを算出した。また測定精度の向上を図るため、サブピクセル補間を行った⁽⁸⁾。統計量の算出には1000枚 (500組) の粒子画像を用いた。

Fig.4 Main flow development at $Z^*=0$ plane; mean flow vector distributions (upper figure), normalized turbulent kinetic energy k_{xy} distributions (lower figure)

Fig.5 Main flow development at 1mm away from walls; mean flow vector distributions (upper figure), normalized turbulent kinetic energy k_{xy} distributions (lower figure)

4. 実験結果および考察

4.1 速度場の概要

4.1.1 流路対称面の流動 流路内の流動特性の概要を把握するため、図4(a)～(c)にそれぞれ $\alpha=0^\circ$, $+4^\circ$, -4° の流路対称面内 ($Z^*=0$) における平均速度ベクトル分布と、同平面内における二次元乱れエネルギー⁽⁹⁾ $k_{xy} = ((u^2 + v^2)/2)/U_b^2$ の分布を示す。まず、速度ベクトルに注目すると、いずれの流路においてもターン部に入った流体は、端面に衝突して減速すると同時に Y の正方向へ向きを変えられ、ターン下流の外壁に再衝突することがわかる。拡大流路では、断面積の増加による減速のために端面に衝突する流れは縮小流路に比べて弱く、隔壁の先端部で流れが加速される傾向が見られる。一方、縮小流路ではターン部に流入する流体の流速が大きいため、端面側に高速流体が偏り端面および下流側外壁に衝突する流れは強くなる。また、後に示す端面近傍の速度分布(図5)に見られるように、端面壁の衝突位置は上流側に移動する。端面に衝突した流れの一部は

ターン前半のコーナーに向かって逆流し、循環領域を形成する。この循環領域は $\alpha=+4^\circ$, 0° , -4° の順に小さくなる。下流側のコーナー部には、このような顕著な循環領域は観察されない。

ターン下流の領域では、いずれの流路でも隔壁先端の上流側エッジで流れははく離し、隔壁に沿ってはく離泡が形成される。平行流路の場合、はく離した流れは $X^*=-2.6$ 付近の隔壁上に再付着する。拡大流路では、はく離泡は他の流路に比べて小さいが、隔壁の傾斜による流路断面積の減少により、この領域を通過する最大流速は外壁側で $2.5U_b$ に達する。縮小流路の場合にははく離泡が大きく発達するため、実質的な流路断面の狭さくにより、拡大流路と同様に、外壁側に最大速度が約 $2.3U_b$ の高速度領域をもつ Y 方向に偏った速度分布が出現する。こうした隔壁傾斜角度による主流の変化に対応して、時間平均的な再付着点は、拡大流路の場合は $X^*=-1.2$ 、縮小流路では $X^*=-4.8$ となる。はく離泡下流の流れにも α の影響が現れ、拡大流路では測定領域の出

口付近で Y 方向にほぼ様な速度分布へ回復するのに対し、縮小流路では高速領域が外壁側に偏った速度分布が測定領域出口まで維持される。

k_{xy} 分布は平均速度場に対応して、全般に速度勾配の急な領域で大きくなる傾向が見られる。ターン部においては、上流側コーナー部における循環領域とその外側を流れる主流との間に形成される速度せん断層で、比較的強い速度乱れが生成されている。この k_{xy} の極大値は、加速された流れがターン部に流入する縮小流路でより顕著となる。

ターン下流の k_{xy} は、はく離泡に沿ったせん断層を中心として高い値を示している。平行流路における k_{xy} の最大値は再付着点 ($X^*=-2.6$) の近傍で観察されることから、この領域の強い乱れは、せん断層における速度こう配により生成される速度乱れに、再付着流の非定常性が重畳することにより生じていると考えられる。再付着点の下流では、はく離泡の消失により乱れの生成が減少するため、 k_{xy} の値も速やかに減少している。拡大流路の場合には、 $X^*=1$ 付近に k_{xy} の極大値が現れるが、平行流路と同様に、はく離泡の下流において速度変動は急激に減衰している。それに対し、はく離泡が下流まで大きく発達する縮小流路では、測定領域の出口付近においても k_{xy} は比較的高い値を示している。また、この流路における k_{xy} は再付着点 ($X^*=-4.8$) よりかなり上流で最大値に達していることより、 k_{xy} に及ぼす再付着流の非定常性の影響は他の流路に比べて小さく、はく離せん断層における主流速度こう配 $\partial U/\partial Y$ による生成が k_{xy} の分布に対して支配的と推定される。

4.1.2 壁面近傍の流動 次に各流路の壁面近傍における流動について示す。図 5(a)～(c) は各流路の壁面近傍(長辺壁、端面、ターン下流外壁からそれぞれ 1 mm 離れた平面。すなわち $Z^*=-0.9$, $X^*=1.47$, $Y^*=0.98$) における平均速度ベクトル、および長辺壁近傍の k_{xy} 分布である。長辺壁近傍の流動は、ターン部とその下流において流路対称面内 ($Z^*=0$) の流動とやや異なる様相を示している。ターン部に流入した流れは、 $Z^*=0$ と同様にいずれの流路においても隔壁先端ではく離するが、 $Z^*=0$ ではターン間隙付近で端面に向かう流れが観察されたのに対し、長辺壁近傍では逆に隔壁側へ向かう流れが支配的である。これは次節で述べる二次流れのパターンと対応している。ターン下流部では、 $Z^*=0$ の流れと同様に隔壁に沿ってはく離泡が形成されるが、はく離泡の外側では外壁側から隔壁側へと向かう流れが強くなり、その速度は α を負から正(縮小流路から拡大流路)に変化させるにつれて大きくなる。こうした流れの影響を受け、はく離泡は Y 方向に押しつぶされたよ

うにやや扁平な形状を示す。また、測定領域出口で観察される高速領域の外壁側への偏りは、 $Z^*=0$ の場合に比べて若干大きくなっている。

k_{xy} は、いずれの流路においても $Z^*=0$ に比較して全般に高い値を示し、乱れの強い領域がより下流にまで及んでいる。これは、 $\partial U/\partial Y$ に加えて、長辺壁の影響により $\partial U/\partial Z$ も大きくなっているためと考えられる。とくに、平行流路と縮小流路の場合には、ターン内において k_{xy} の顕著な増加が認められる。これは、端面あるいは下流側外壁に衝突した流れが長辺壁に再度衝突し、さらにその流れが上流側に逆流することにより上記の速度こう配に加えて $\partial U/\partial X$ や $\partial V/\partial Y$ も大きくなり、乱れの生成がより活発になったためと考えられる。これらの流路に比べてターン部に流入する速度が低い拡大流路の場合には、ターン内における k_{xy} の増大も小さい。

4.2 流路軸に垂直な断面内の流動特性

4.2.1 主流および二次流れ速度分布 図 6(a)～(c) にそれぞれ $\alpha=0^\circ$, $+4^\circ$, -4° の条件における二次流れ速度ベクトル(上半分)と主流速度(下半分)の分布を示す。各図の最上部に示した図 (Sec.1) は、ターン間隙部の断面に対応している。これらの図では順流と逆流を理解しやすくするため、Sec.1 では V/U_0 、Sec.2 以降では $-U/U_0$ の分布を示し、それぞれの値が負値をとる逆流領域は灰色で示した。図の左側が隔壁側、右側は端面 (Sec.1)、外壁側 (Sec.2～5) に対応する。

まず平行流路について検討する。図 6(a) に示すように、Sec.1 ($Y^*=0$) では、ターン上流の直線部からターン部へ入った流れの影響により、隔壁側から端面に向かう強い流れが生じている。この流れは端面に衝突した後長辺壁に再衝突し、長辺壁に沿って隔壁側へ向かう縦渦を形成する。Sec.2 ($X^*=0$) では、外壁側に遠心力に起因した縦渦⁽¹⁾が明確に観察される。この二次流れが、外壁側に偏っている高速の流体を長辺壁に沿って隔壁側へと輸送するため、主流速度は断面中央よりも長辺壁近傍で高くなる特異な分布を示す。

下流方向に進むと、外壁側に向かう流れは徐々に弱まり、流れの再付着に伴って隔壁側に向かう流れが強くなる。この二次流れの影響により、はく離泡は $X^*=0$ の Y 軸付近で外壁側に膨らむ凸形状をとっていたのに対し、下流に向かうにつれて徐々に押しつぶされ、Sec.4 では凹形の断面形状に変化する。Sec.5 ($X^*=-3$) では逆流領域は消滅し、外壁側に明瞭な縦渦は見られず、二次流れ自身も弱くなる。なお、これらの平行流路における流動の特徴は、同型の流路に対して行われた LDV による実験結果⁽¹⁾とよく一致しており、本手法の有効性が確認できる。

Fig.6 Secondary flow vectors (upper figure) and contour plots of normalized axial velocity $-U/U_b [V/U_b \text{ for Sec.1}]$ (lower figure)

隔壁を傾斜させた場合, Sec.1 のターン間隙部 ($Y^*=0.36, -0.36$) では, ターン部に流入する主流速度の高低に対応して, 縮小流路 (Fig.6(c)) では強い二次流れが観察されるのに対し, 拡大流路 (Fig.6(b)) の二次流れは他の流路に比べて幾分弱くなっている. ターン出口断面 (Sec.2, $X^*=0$) では, 拡大流路の外壁側に向かう二次流れ速度が増加し縦渦も強まっている. これは, 図4(b)に見られるように, ターン間隙通過時に隔壁のすぐ外側で最大速度に達する”主流”速度 V が, Sec.2 では二次流れ速度として検出されるためである. 一方, 縮小流路では流路断面の半分近くをはく離泡が占めるため, 縦渦のスケールはSec.1に比べて小さくなる.

Sec.3, Sec.4では, どちらの流路においても外壁側に向かう流れが弱まり, 隔壁側に向かう流れが強くなる傾向が認められる. 拡大流路の場合, はく離泡はSec.4以降で消滅し, Sec.5では二次流れは弱くなり明確な縦渦は観察されなくなる. 一方, 縮小流路では, Sec.5においても大規模な逆流領域が存在し, 流路断面中央部には隔壁側に向かう流れが観察されるが, 他の流路と同様に外壁側の縦渦は消滅する. なお, 縮小流路におけるはく離泡の断面形状が, 下流に向かうにつれて凸型から凹型に変化する点は, 平行流路と同様の傾向である.

4.2.2 乱れエネルギー分布 図7(a)~(c)に, 図6に示した各断面の二次流れ速度に対応する二次元乱れエネルギー

密度 k_{yz} (ただしSec.1では k_{xz}) の等値線分布を示す. まず基本となる平行流路の場合について検討する. ターン間隙部 (Sec.1) とターン出口部 (Sec.2) において, k_{yz} は長辺壁に近い位置で極大値を示している. この領域は図6(a)で縦渦が存在していた位置に対応しており, 長辺壁に沿って外壁(端面)側に向かう流れと, 逆に隔壁側に向かう流れとが衝突することにより, Sec.1では u' , Sec.2では v' の生成が大きくなっていると考えられる. また, Sec.2では隔壁側のはく離せん断層付近 ($Y^* \sim -0.4$) にも高 k_{yz} 領域が認められる. これは, U/U_b の分布 (図6(a)) において等値線間隔が密な領域と対応しており, 図4(a)と5(a)からも推察されるように主にはく離せん断層で生成される u' からの再分配に起因すると考えられる. Sec.3においても, 縦渦に対応する位置とはく離せん断層付近で k_{yz} は高い値を示している. とくに, 後者の k_{yz} はSec.2よりも増加するとともに, 断面内のより広い領域で高い値を示している.

Sec.4とSec.5では, 縦渦の消滅に伴い外壁側の高 k_{yz} 領域は消滅し, せん断層付近の高 k_{yz} 領域が支配的となるが, その値は下流方向にわずかに減少しながら隔壁側に移動する. 図6の二次流れの分布からもわかるように, Sec.5では断面内の平均速度 (V, W) が小さい (U_b の20%程度) にもかかわらず, 隔壁側の k_{yz} はSec.4までと同レベルの高い値を維持している. このことは, この

Fig.7 Contour plots of normalized two-dimensional turbulent kinetic energy distributions k_{yz} [k_{xz} for Sec.1]

領域において流れは大規模な非定常性を有することを示唆するものである。

隔壁傾斜角度を変えた場合、ターン間隙部 (Sec.1) の k_{xz} は平行流路と同様に長辺壁近傍で極大値をとるが、この高 k_{xz} 領域は拡大流路の場合は隔壁側へ、縮小流路の場合は端面側へ偏る傾向を示す。これは、平行流路の場合と同様に、図6において縦渦の現れた位置と対応している。Sec.2とSec.3では、二次流れによる縦渦が観察された長辺壁近傍において k_{yz} が極大値をとる傾向には変わりがないが、隔壁側に隔壁傾斜角度の違いが顕著に現れる。すなわち、拡大流路の場合には隔壁近傍にはく離せん断層に対応した高 k_{yz} 領域が見られるのに対して、縮小流路にはそのような領域は観察されない。これは、拡大流路の場合、流路断面積の減少による流れの加速のために平均速度勾配 $\partial u/\partial y$ や $\partial v/\partial y$ が縮小流路に比べて大きくなり、乱れの生成が活発になることに起因すると考えられる。

Sec.4とSec.5においては、長辺壁近傍の高 k_{yz} 領域は消滅し、いずれの流路でも k_{yz} はく離せん断層付近のみで極大値をとるようになる。拡大流路ではSec.4以降ではく離泡が消滅し、せん断による乱れの生成が弱くなるため、Sec.4と5の間で k_{yz} は著しく減衰している。一方、く離泡が下流まで発達する縮小流路では、Sec.5

においても広い領域にわたって k_{yz} は比較的高い値を維持している。

4.3 ターン部周辺における流動と伝熱の相関 前報⁽⁶⁾では、各流路で測定した局所シャウド数分布の比較から、熱伝達に及ぼす隔壁傾斜角度の影響はターンの内部からその下流部にかけて顕著に現れることを示した。ここでは、前報で示した局所シャウド数分布を再提示し、本計測によって得られた壁面近傍の平均速度や変動速度分布と局所シャウド数との相関を求めることにより、ターン部周辺における熱伝達を支配する流れについて検討する。なお、紙数の制限上、ここでは最も広い面積を占める長辺壁上のターン下流部 ($X^* < 0$) のみについて考える。

図8(a)～(c)は各流路における長辺壁上の局所シャウド Sh 数の分布⁽⁶⁾である。図中の数値は、 Sh を円管内の完全発達乱流に対する平均シャウド数⁽¹²⁾ Sh_0 で除した値を示しており、 Sh/Sh_0 の値が高いほど白く表示されている。ターン内から下流に至る領域で、いずれの流路においても複雑な Sh 分布が観察される。

一般に、壁面からの熱伝達に対しては、壁に垂直な速度成分が最も大きく寄与すると考えられるが、複雑な流動の場合には壁面に平行な成分の寄与も重要になる可能性がある⁽¹⁰⁾。そこで本研究では、各速度成分が長

Fig.8 Distribution maps of local Sherwood numbers $(Sh/Sh_0)^{(3)}$ Fig.9 Heat(mass)-fluid correlations distributions between vertical velocity $\sqrt{W^2}$ at $Z^*=0.9$ and Sh Fig.10 Heat(mass)-fluid correlations distributions between vertical velocity w^2 at $Z^*=0.9$ and Sh Fig.11 Heat(mass)-fluid correlations distributions between surface velocity $(U^2+V^2)^{0.5}$ at $Z^*=0.9$ and Sh Fig.12 Heat(mass)-fluid correlations distributions between two-dimensional turbulent energy k_{xy} at $Z^*=0.9$ and Sh

内壁からの熱(物質)輸送に及ぼす影響を明らかにするために、長辺壁近傍である $Z^*=-0.9$ の平面で測定した壁面に垂直な速度成分 $(W^2)^{1/2}$ と $\bar{w}^2$ 、および壁面に平行な速度成分 $(U^2+V^2)^{1/2}$ と $k_{xy} = ((u^2+v^2)/2)/U_b^2$ に注目し、Sonらにより提案された方法⁽⁹⁾に基づき次式で各速度成分と局所シャウド数との間の相関を定義する。

$$\left(\frac{\sqrt{W^2}}{\sqrt{W^2}_{\max}} \right) (Sh/Sh_{\max}) \quad (1)$$

$$\left(\frac{\bar{w}^2}{\bar{w}^2_{\max}} \right) (Sh/Sh_{\max}) \quad (2)$$

$$\left(\frac{\sqrt{U^2+V^2}}{\sqrt{U^2+V^2}_{\max}} \right) (Sh/Sh_{\max}) \quad (3)$$

$$\left(\frac{k_{xy}}{k_{xy-\max}} \right) (Sh/Sh_{\max}) \quad (4)$$

ここで添字の max は考慮している領域内での最大値を表している。局所シャウド数が高い位置で速度成分も同様に大きくなれば、これらの式の値は1に近づく。したがって、各速度成分のうち上記の相関が1に近い成分

ほど、その領域の伝熱に大きく寄与していると考えられる。

4.3.1 平行流路 平行流路のターン出口直後の領域 ($-1 < X^* < 0$) では、外壁との接合部に沿って狭い高 Sh 領域、隔壁側にははく離泡に対応した低 Sh 領域が観察される。外壁側の高 Sh 領域は、図9(a)の $(W^2)^{1/2}$ と最も高い相関があり、図6(a)のSec.2に示した二次流れベクトルからも明らかなように、ターン下流外壁に衝突した流れが長辺壁に吹き下ろす効果によって伝熱が促進されていることが分かる。

はく離泡に対応する低 Sh 領域の下流 ($-3 < X^* < -1$) では、 Sh は全体的に $Sh/Sh_0 > 2$ の高い値を示す。この高 Sh 領域のうち外壁側では、壁面に平行な平均速度成分 $(U^2+V^2)^{1/2}$ と Sh の相関が高い値を示し、外壁側に偏った高速流がこの領域の伝熱を促進していると考えられる。この傾向は、Sonらの結果⁽⁹⁾と定性的に一致する。一方、隔壁側では、図12(a)に見られるように Sh は k_{xy} と高い

相関があり、はく離泡に起因したせん断層で生成される強い乱れのうち、壁面に平行な成分 k_{xy} によって伝熱が促進されている。壁面に垂直な変動速度成分 $\overline{w^2}$ と Sh との相関はこの領域全体にわたって0.3~0.45程度であり、伝熱に対する寄与は壁面に平行な速度成分ほどは大きくないといえる。

4.3.2 隔壁傾斜角度の影響 拡大流路の場合、ターン出口直後の外壁極近傍では、平行流路と同様に壁面に垂直な平均速度成分 $(W^2)^{1/2}$ と Sh が高い相関を示している。一方、隔壁側にははく離泡に起因した低 Sh 領域は出現せず、 Sh は隔壁に沿った広い領域 $(-2.5 < X^* < 0)$ で平行流路の対応領域よりも高い値を示している。この高 Sh 領域では、図10(b)~12(b)に見られるように $(U^2+V^2)^{1/2}$ 、 $\overline{w^2}$ および k_{xy} がともに Sh と高い相関を示しており、流路断面積の減少による流れの加速にはく離せん断層における強い乱れの効果が重畳されて、伝熱が促進されていると考えられる。

縮小流路の場合には、図4(c)に示したように隔壁に沿ってはく離泡が大きく発達するために、隔壁側の低 Sh 領域も他の流路に比べて広い面積を占めている。このはく離泡の外側(外壁側)では、 Sh は平行流路のはく離泡下流領域と同程度の高い値を示しており、この高 Sh 領域は測定部の出口 $(X^*=-5)$ 近傍まで維持されている。図11に示した $(U^2+V^2)^{1/2}$ と Sh の相関は、この高 Sh 領域のうち外壁近傍で高い値を示しており、はく離泡の存在により外壁側に偏った高速流の伝熱促進効果が認められる。一方、はく離泡に近い領域では変動速度による伝熱促進効果が顕著であるが、 $\overline{w^2}$ の寄与は k_{xy} に比べて幾分小さくなっている。このような縮小流路の高 Sh 領域における伝熱促進のメカニズムは、上に述べた平行流路と類似である。

5. 結 論

本研究ではPIVを用いて傾斜隔壁をもつ往復流路内乱流の流動計測を行い、平均速度および乱流エネルギーの三次元分布を明らかにした。また同型の流路系で得られた局所シャドウ数分布と各速度成分との相関を求めることにより、流路内の熱伝達のメカニズムについても検討した。以下に本研究の主な結論を示す。

(1) いずれの流路においても流れは隔壁先端ではく離し、その下流で隔壁上に再付着するため、ターン下流側の隔壁上には三次元形状を持つはく離泡が形成される。拡大流路のはく離泡は平行流路に比べて著しく小さく、縮小流路には逆に大規模なはく離泡が出現する。平行・縮小流路におけるはく離泡の外側(外壁側)での主流は高速領域が外壁側に偏る傾向が強

くなる。

- (2) ターン間隙部とターン下流部の断面内には遠心力に起因する一対の縦渦が外壁側に形成される。この二次流れは拡大流路で強くなり縮小流路では弱くなる。いずれの流路でも、隔壁先端から $3d_h$ 程度の短い距離で、明確な縦渦は消滅する。こうした二次流れの影響を受け、ターン下流の主流は流路中心部よりも長辺壁近傍で速度が高くなる特異な速度分布を示す。
- (3) ターン下流部では、はく離泡とその外側の高速領域との間のせん断層に沿って強い乱れが生成される。隔壁先端から下流方向に乱れの強い領域は断面内に広がるが、再付着点の下流では乱れは減衰する。特に拡大流路では k_{xy} の最大値は他の流路に比較して高いが減衰も著しく、測定流路出口部における値は他の流路を下回る。
- (4) ターン下流の高 Sh 領域(長辺壁上)における伝熱は、流路により異なった速度成分に支配される。平行流路と縮小流路の場合、高 Sh 領域のうち外壁側では壁に平行な平均速度成分が支配的であるのに対し、隔壁側では壁に平行な変動速度成分により伝熱が促進される。壁に垂直な変動速度成分の寄与は比較的小さい。一方、拡大流路では上記の速度成分が何れも Sh と高い相関を示し、流れの加速にはく離せん断層における強い乱れの効果が重畳して伝熱促進が生じる。

参 考 文 献

- (1) Metzger, D.E., Sahm, M.K., *Trans. ASME, J. of Heat Trans.*, **108**, (1986), 500-506.
- (2) 望月貞成, 村田章, 柴田良輔, Wen-Jei Yang, 機論, **64-623**, B(1998), 2216-2223.
- (3) Hirota M., Fujita H., Syuhada A., Araki, S. Yoshida, T. and Tanaka, T., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **42** (1999), 3757-3770.
- (4) Liou T-M., Chen C.-C., Tzeng, Y.-Y., Tsai T.-W., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **43** (2000), 3233-3244.
- (5) Jang, Y.-J., Chen, H.-C., Han, J.-C., *J. Heat Transfer*, **123**, (2001) 563-574.
- (6) 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.
- (7) 廣田真史, 中山浩, 蔡磊, 藤田秀臣, 加藤達人, 倉本博幸, 機論, **68-669**, B(2002), 1523-1530.
- (8) PIVハンドブック, 可視化情報学会編, 森北出版
- (9) Son, S.Y., Kihm, K.D., Han, J.-C., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **45** (2002), 4809-4822.
- (10) Liou T-M., Chen C.-C., *Trans ASME, J. Turbomach.*, **121**, (1999), 167-174.
- (11) 中山浩, 廣田真史, 藤田秀臣, 山田武, 小出裕輔, 機論, **69-681**, B(2003), 1171-1179.
- (12) Bejan, A., *Convective Heat Transfer*, (1984), 326-327, Wiley, New York.