

## 二次元曲がり流路内乱流に関する実験的研究\*

(助走区間内の時間平均速度と多重速度相関)

小林 睦夫\*<sup>1</sup>, 前川 博\*<sup>1</sup>  
高野 剛\*<sup>1</sup>, 早川 智\*<sup>2</sup>

### An Experimental Study on a Turbulent Flow in a Two-Dimensional Curved Channel (Time-Mean Velocity and Multiple Velocity Correlations in the Entrance Section)

Mutsuo KOBAYASHI, Hiroshi MAEKAWA,  
Tsuyoshi TAKANO and Satoshi HAYAKAWA

Introducing a turbulent flow fully developed in a straight parallel-plate channel into a two-dimensional curved channel with a radius ratio of 0.92, measurements were made in the entrance section on the time-mean velocity, nonzero components of kinematic turbulent stress and other one-point multiple velocity correlations. No significant steady Taylor-Görtler vortices are found and the flow field is completely two-dimensional throughout the entire region of the entrance section. When arranged with wall variables, the time-mean velocity and turbulent stress distributions in the vicinity close to the walls are slightly affected by the wall curvature, while the skewness and flatness of the velocity fluctuation are strongly affected by it. Triple velocity correlations follow a complicated progress to arrive at fully developed states. The results obtained can be used as a data base to verify various types of turbulence models.

**Key Words:** Turbulent Flow, Curved Channel, Two-Dimensional Flow, Time-Mean Velocity, Turbulent Stress, Multiple Velocity Correlation, Measurement, Data Base

#### 1. ま え が き

複雑な乱流の重要な形の一つとして、流線が曲がるせん断乱流を挙げることができる。この流れでは、曲率半径方向の乱流法線応力が平均流と乱流せん断応力との干渉により直接に生成(正または負)され、これにより各乱流応力の増大や減少が生ずる。このことは、曲がるせん断乱流中の運動量や熱・物質の輸送に重大な影響を与え、結果として、真直なせん断乱流から得た知見を単純に座標変換で曲がるせん断乱流に適用した予測を真実と大きく異ならせる。近年、複雑な乱流を予測するために  $k$ - $\epsilon$  モデルや多方程式モデルが盛んに用いられるようになってきたが、二次元曲がり流路内の乱流はこれらのモデルの妥当性を検証するための重要な基礎的な流れの一つである。そのため先に著者ら<sup>(1)</sup>はこの流れの発達した領域における時間平均速度、乱流応力および主要な一点多重速度相関の測定結果を提示するとともに、圧力ひずみ速度相関と三重速度相関に対する既存の乱流モデルの直接的な検証を

試みた。引き続き本報告では、二次元曲がり流路内の助走区間における時間平均速度、乱流応力および一点多重速度相関などの詳細な測定結果を提示し、併せてこの流れの特性について考察する。

#### 主な記号

$t$ : 時間  
 $(\phi, r, z)$ : 円柱座標  
 $r_i, r_o, b$ : 内壁半径, 外壁半径, 流路幅  
 $\rho, \nu$ : 密度, 動粘性係数  
 $U, V$ : 時間平均速度の  $\phi, r$  成分  
 $U_m$ : 断面平均速度  
 $u, v, w$ : 速度変動の  $\phi, r, z$  成分  
 $P, p$ : 平均静圧, 圧力変動  
 $\Delta P$ : 壁面静圧と基準圧力との差  
 $\tau, \tau_w$ : 全せん断応力, 壁面せん断応力  
 $k, k'$ : 乱流エネルギー, 同瞬時値  
 $\epsilon$ :  $k$  の散逸率  
 $\epsilon_u, \epsilon_v, \epsilon_t$ :  $\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{uv}$  の散逸率  
 $S(u)$ :  $u$  の skewness  
 $F(u)$ :  $u$  の flatness  
 $U^+, y^+$ : 無次元速度, 無次元距離 [式(1)]

\* 原稿受付 平成3年5月10日。

\*<sup>1</sup> 正員, 新潟大学工学部 (〒950-21 新潟市五十嵐2の町8050)。

\*<sup>2</sup> 学生員, 新潟大学大学院。

$\bar{f}$ :  $f$  の時間平均

添字

$i, o$ : 内壁, 外壁

## 2. 実験装置と実験

実験に用いた流路は、既報<sup>(1)</sup>にその概要を示したように、高さ1mmのトリップを入口に持つ幅20mm、高さ300mm、長さ約2000mmの平行平板流路(真直流路)の下流端に、それと同じ断面を持つ曲がり流路を滑らかに接続したものである。曲がり流路は、半径230mmと250mmの内壁と外壁からなる同心円筒を縦に二等分した形状になっている。この半径比は0.92であり、前川・大久保<sup>(2)</sup>の0.96もこれに近い。Hunt-Joubert<sup>(3)</sup>の分類に従えば、Yehら<sup>(4)</sup>の0.75、Wattendorf<sup>(5)</sup>の0.8、Ellis-Joubert<sup>(6)</sup>の0.857、Eskinazi-Yeh<sup>(7)</sup>およびWattendorf<sup>(5)</sup>の0.9は曲率の強い「慣性支配」の流れに属し、Ellis-Joubert<sup>(6)</sup>の0.968およびHunt-Joubert<sup>(3)</sup>の0.99は曲率の弱い「せん断支配」の流れに属す。本研究と前川・大久保の場合は、これらの中にある。また、本実験装置の断面アスペクト比は15であり、Dean<sup>(8)</sup>が言う二次元流れの必要アスペクト比7以上の条件を十分に満たしている。Hunt-Joubert<sup>(3)</sup>の場合には流れを整流して絞り直後に曲がり流路を置いたため、いわゆるTaylor-Görtler渦が発生した。しかし、先の報告<sup>(1)</sup>でも述べたように、本実験装置では曲がり流路の上流に十分に長い(流路幅の100倍)真直流路が接続され、流れは発達した二次元乱流速度分布を持って曲がり流路に入るので、Taylor-Görtler渦は有意には検出されず、助走区間の全域にわたって流路中央部の時間平均速度場は二次元的であった。

実験は、流路幅と断面平均速度に基づくレイノルズ数  $Re = U_m b / \nu = 2.0 \times 10^4$  の条件下で室温大気圧の空気の流れについて行い、定温度形熱線風速計を用いて流れ場を測定した。速度変動の測定には、直径2.6 $\mu\text{m}$ のタングステン線を有効長約0.3mmを残し直径約40 $\mu\text{m}$ に銅めっきした熱線を、先端を細くとがらせた直径0.3mmのマングニン線にはんだ付けしたプローブを用いた。速度の2成分の同時測定には、このような熱線を互いに約0.3mmだけ離して配列したX形プローブを使用した。速度の相関値は既報<sup>(1)</sup>と同様の方法により求めた。測定は、真直流路の入口から  $x = 1900\text{mm}$  下流(曲がり流路の上流120mm)の断面上、および曲がり流路入口から  $\phi = 15, 45, 75, 105, 135, 165^\circ$  の断面上で流路の高さの真ん中で行った。

## 3. 実験結果と考察

**3.1 壁面静圧とせん断応力** 流路の高さの真ん中付近で測定した壁面静圧分布を図1に示す。 $\phi = 165^\circ$ の内壁静圧を基準とする差圧を、真直流路入口からの距離  $x$  と曲がり流路入口からの流路中心弧長  $r_m \phi$  に対して示してある。真直流路の両壁面上で同一であった静圧分布は、曲がり流路入口から二つに分岐し、流線が曲がることによって生じる遠心力に相当する分だけ外壁上の静圧は内壁上のそれよりも高くなる。測定値がいずれもほぼ平行な3本の直線上に乗ることから、静圧の助走区間は非常に短いことがわかる。また、図1にはこれらの壁面静圧のこう配やごく壁近傍での平均速度分布から求めた壁面せん断応力の値も示してある。図1によれば、曲がり流路の壁面せん断応力は壁面静圧より遅れて、ほぼ  $\phi = 75^\circ$  (流路幅の約16倍下流)で発達しきる。また、発達した壁面せん断応力は真直流路のそれに比べて外壁上と内壁上でそれぞれ約20%程度増減する。このような壁面静圧や壁面せん断応力の振舞いは既存の実験結果とほぼ同様であった。

**3.2 時間平均速度** 発達した時間平均速度を角運動量分布の形式で表し、既存の測定値とともに図2に示す。この分布は内外壁の曲率半径比に依存し、レイノルズ数にはほとんど依存しないことが知られている。図2中には角運動量が最大となる位置と乱流せん断応力  $\overline{uv}$  が零となる位置が示してある。これら二つの位置は半径比が小さくなるにつれて前者は外壁側に、後者は内壁側に移動している。Eskinazi-Yeh<sup>(7)</sup>の角運動量最大の位置は同じ半径比のWattendorf<sup>(5)</sup>や

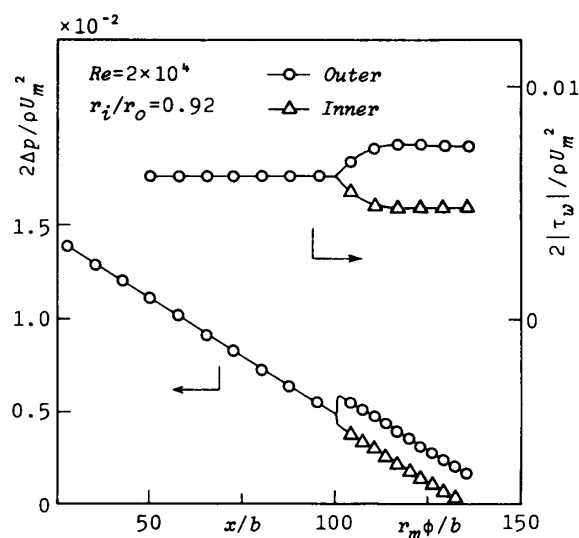


図1 壁面静圧と壁面せん断応力の分布

他の測定値と比較していささか疑問がある。Hunt-Joubert は Wattendorf の提案した相似則を満たす流れを「慣性支配の流れ」と呼び、満たさない流れを「せん断支配の流れ」と呼んでいる。前川・大久保の結果と Ellis-Joubert の結果の間には半径比の違いが小さいにもかかわらず分布形状に大きな相違があり、前記の相似則を前者は満たし、後者は満たしていない。このように二つの分布が半径比のわずかな違いで大きく異なる原因については、Joubert が著者の一人となっている実験はいずれも整流部直後から曲がり流路が始まるのに対して、他の実験者の実験はいずれも曲がり流路上流に長い真直流路を接続しているといった条件の違いもあり、目下のところ明確ではない。

時間平均速度の発達過程を図3に示す。図3中には  $\overline{uv}=0$  および角速度と角運動量最大の位置の変化も示してある。既存の結果と同様に、これらの位置は流れの進行にしたがい最初は内壁側に移動し、その後外壁側に戻る傾向があり、特に角運動量最大の位置にその傾向が著しい。流体が真直流路から曲がり流路へ流入するとき、流線曲率が突変する。このため、内壁側においては流れ方向に強い負の圧力こう配を生じ、逆に外壁側においては強い正の圧力こう配を生ずる。これによる内壁側での加速と外壁側での減速は急激に行わ

れ、壁面静圧分布に見られるように  $\phi=15^\circ$  ですでに完結していると考えられる。一方、内壁側と外壁側ではそれぞれ半径方向乱流法線応力の負および正の生成に起因する乱れの抑制と助長があり、これに伴ってせん断応力の絶対値は内壁側と外壁側で減少および増大する。これらのことは、先に述べた流入直後の強い圧力こう配による加速と減速とは逆に、内壁と外壁の近傍において速度の減少と増大をもたらす。このため、流入直後に生じた急激な加速と減速の影響は、流れの進行にしたがって両側の壁面近傍から徐々に流路中央部にかけて消失していく。このようにして時間平均速度分布の発達過程の振舞いが決定されると考えられる。

壁近傍での時間平均速度分布の様子を見るために、各断面上のそれらを壁法則の形式に表し、図4に示す。

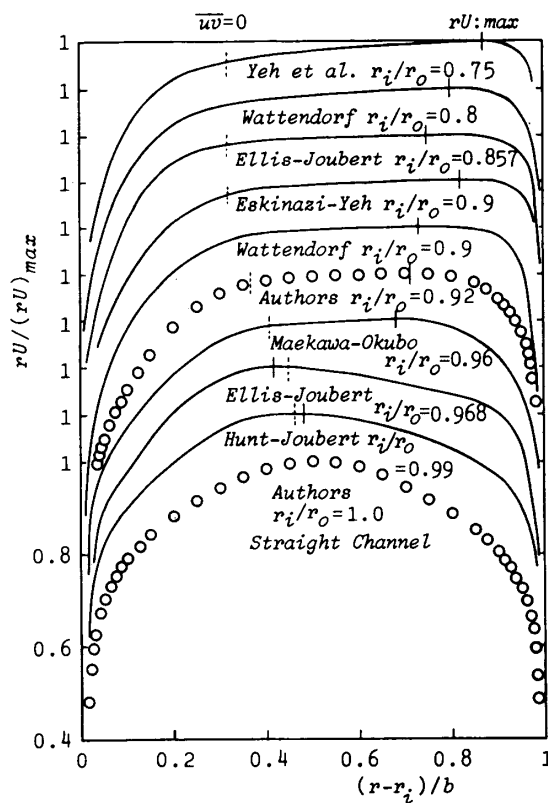


図2 発達した時間平均速度分布

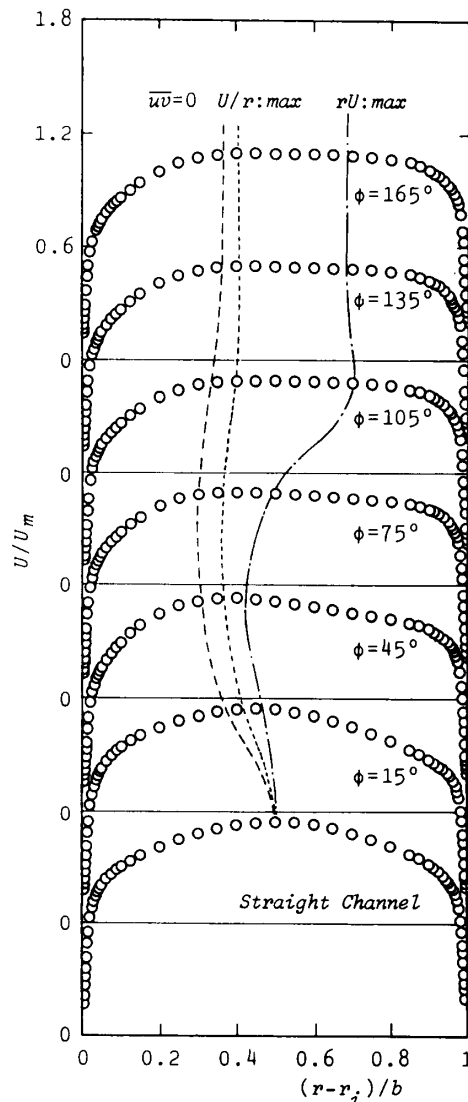


図3 時間平均速度の発達過程

ただし,  $r_n$  を  $\overline{uv}=0$  となる半径として

内壁側 ( $r_i \leq r \leq r_n$ ):

$$U^+ = U/\sqrt{\tau_i/\rho} \dots\dots\dots(1\cdot a)$$

$$y^+ = (r - r_i)\sqrt{\tau_i/\rho}/\nu \dots\dots\dots(1\cdot b)$$

外壁側 ( $r_n \leq r \leq r_o$ ):

$$U^+ = U/\sqrt{|\tau_o|/\rho} \dots\dots\dots(1\cdot c)$$

$$y^+ = (r_o - r)\sqrt{|\tau_o|/\rho}/\nu \dots\dots\dots(1\cdot d)$$

である。乱流域に至るまでは、それらの分布はすべての断面においてまとまった1本の分布曲線上に乗っている。しかし、乱流域において分布は真直路の分布を挟んで内壁側では上方に、外壁側では下方に壁からの距離の増大につれて変移する。このような分布の上方変移は安定な乱流境界層の速度分布の特徴であり、逆に下方変移は不安定な場合の特徴として良く知られている。また、変移が始まる位置は流路入口に近いほど壁近傍にあり、下流に向かうにしたがって壁から遠ざかる傾向にある。このことは時間平均速度分布の発達が壁近傍からしだいに流路中央部に及んで、曲がり流路特有の発達した分布が形成されることを示している。

**3.3 乱流応力と乱流エネルギー** 乱流応力と乱流エネルギーの発達過程を図5~9に示す。乱流応力と乱流エネルギーの振舞いは、次に示すそれらの輸送方程式を参照しながら考察すると理解しやすい。

$$\frac{D\overline{u^2}}{Dt} = -2\overline{uv}\left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r}\right)$$

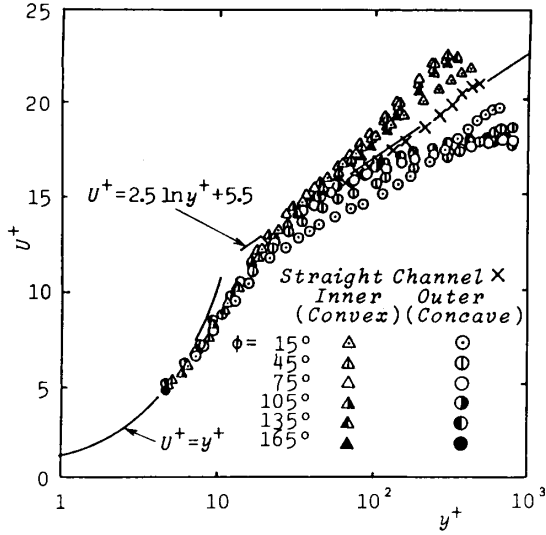


図4 壁法則速度分布

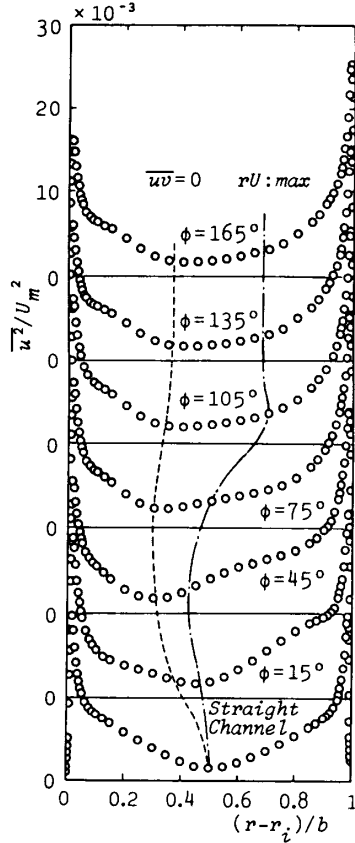


図5 乱流法線応力(周方向)

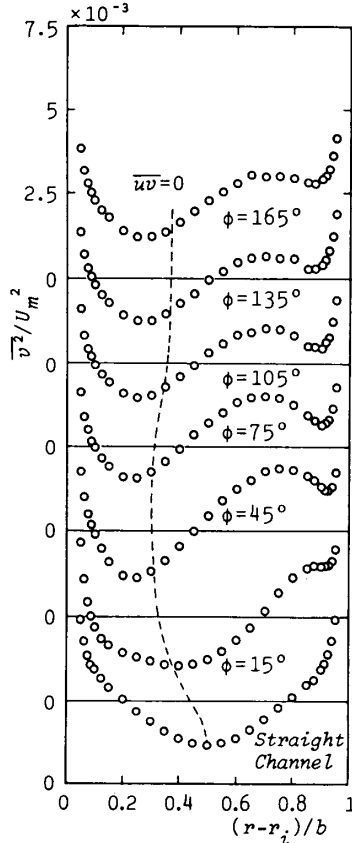


図6 乱流法線応力(半径方向)

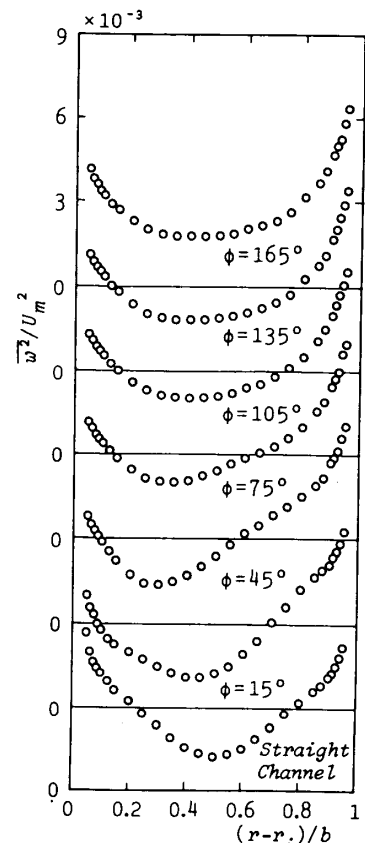


図7 乱流法線応力(スパン方向)

$$\begin{aligned}
 & -\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right)\left(\overline{u^2 v} + \nu \frac{\partial \overline{u^2}}{\partial r}\right) \\
 & -2 \frac{\overline{u^2 v}}{r} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho r} \frac{\partial \overline{u}}{\partial \phi} - \epsilon_u \dots\dots\dots (2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{D\overline{v^2}}{Dt} &= 4 \overline{uv} \frac{U}{r} \\
 & -\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right)\left\{\overline{v(v^2 + 2 \frac{p}{\rho})} - \nu \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial r}\right\} \\
 & + 2 \frac{\overline{u^2 v}}{r} + 2 \frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r}\right) - \epsilon_v \dots\dots\dots (3)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{D\overline{uv}}{Dt} &= -\overline{v^2} \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r}\right) + 2 \overline{u^2} \frac{U}{r} \\
 & -\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right)\left\{\overline{u(v^2 + \frac{p}{\rho})} - \nu \frac{\partial \overline{uv}}{\partial r}\right\} \\
 & + \frac{\overline{u(u^2 - v^2)}}{r} + \frac{\overline{p}}{\rho} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi}\right) - \epsilon_t \dots\dots\dots (4)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{Dk}{Dt} &= -\overline{uv} \left(\frac{\partial U}{\partial r} - \frac{U}{r}\right) \\
 & -\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\right)\left\{\overline{v(k' + \frac{p}{\rho})} - \nu \frac{\partial k}{\partial r}\right\} - \epsilon \dots\dots\dots (5)
 \end{aligned}$$

ここで

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + V \frac{\partial}{\partial r} \dots\dots\dots (6)$$

は実質微分を表す。

これらの輸送方程式においては、高いレイノルズ数を想定し、また境界層近似を施すことにより微小項を省略してある。

図6には半径方向の乱流法線応力  $\overline{v^2}$  の発達過程が  $\overline{uv} = 0$  の位置とともに示してある。この位置を境にして曲がり流路の内壁側と外壁側では、周方向時間平均速度と乱流せん断応力の直接の干渉により  $\overline{v^2}$  の負または正の生成が行われることが式(3)の右辺第1項か

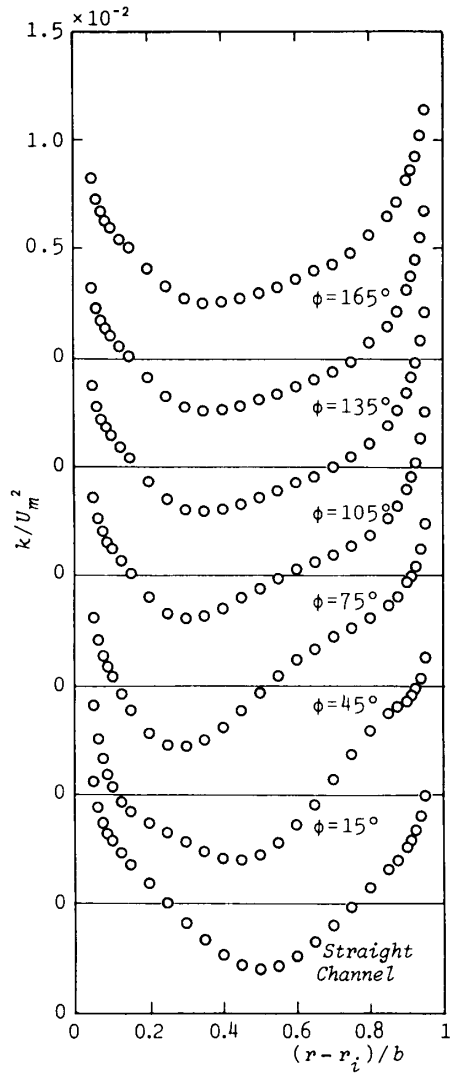


図8 乱流エネルギー

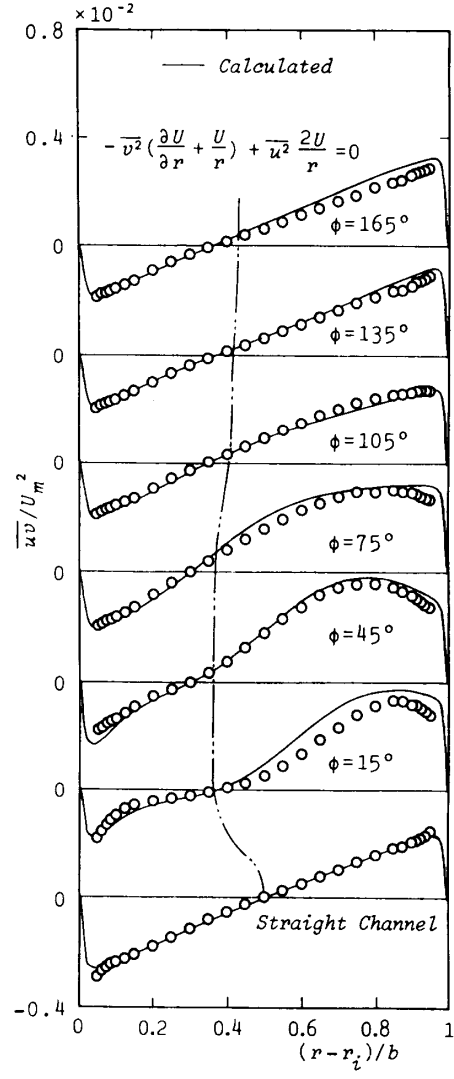


図9 乱流せん断応力

らわかる。したがって、それに応じて下流にすすむにつれて、 $\overline{v^2}$  は内壁側  $(r-r_i)/b=0.1\sim 0.3$  の領域において減少して極小値を持つようになり、外壁側  $(r-r_i)/b=0.6\sim 0.8$  の領域において増大して極大値を持つようになる。また、それらの極小値と極大値の位置は、流れの発達につれて壁面近傍から流路中央へと移動していく。

図5に周方向の乱流法線応力  $\overline{u^2}$  の発達過程を示す。 $\overline{uv}=0$  と角運動量最大の位置も図5中に示してあるが、両者の位置は流れの発達につれて大きく離れる。式(2)の右辺第1項が示すように、 $\overline{u^2}$  の生成項はこれら2点間の領域で負となる。これに応じて、 $\phi=105^\circ$  以降のこの領域で  $\overline{u^2}$  は  $\overline{v^2}$  よりも小さくなる。乱流応力の増減が  $\overline{v^2}$  の正または負の生成に起因して起こるので、流れの発達につれて壁近傍の  $\overline{u^2}$  の最大値は真直流路のそれより外壁側で大きく、内壁側で小さくなる様子が見られる。

図7に見られるようにスパン方向の乱流法線応力  $\overline{w^2}$  の発達過程は  $\overline{u^2}$  のそれに総じて良く似ている。

図8は乱流エネルギー  $k$  の発達過程を示す。さきに述べた乱流応力の内壁側での減少と外壁側での増大に対応して、乱流エネルギーは内壁側では小さく外壁側では大きい。 $\phi=75^\circ$  以降の  $(r-r_i)/b=0.65$  近傍で乱流エネルギーが大きいのは、 $\overline{v^2}$  がこの領域で極大値を持つためである。

図9に乱流せん断応力  $\overline{uv}$  の発達過程を示す。 $\overline{uv}$  の生産項 [式(4)第1項と第2項] が零となる位置も併記してあるが、この位置は角速度最大の位置とほとんど一致しており、これらの位置は  $\overline{uv}=0$  の位置よりわずかに流路中央寄りにある。連続の式を半径方向に積分して得られる次式

$$V = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \int_{r_i}^r U dr \dots\dots\dots (7)$$

から半径方向時間平均速度  $V$  を求め、さらに周方向の運動方程式を積分して得られる次式

$$\begin{aligned} \overline{uv} = & -\frac{r_i^2}{r^2} \frac{\tau_i}{\rho} + \nu r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U}{r} \right) \\ & - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \phi} \int_{r_i}^r r U^2 dr - UV - \frac{r^2 - r_i^2}{2r^2} \frac{\partial P}{\partial \phi} \\ & \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

を用いると、 $\overline{uv}$  の計算値を求めることができる。図9には、このようにして求めた  $\overline{uv}$  の値も示してあるが、計算値と実測値は良く一致している。式(8)の第3項(流れ方向の運動量変化)と第4項(半径方向流れによる運動量輸送)は、測定した領域内の同一半径上で符号が異なり、前者の絶対値は後者のそれのほぼ1.8倍ほどであった。 $\phi=15\sim 75^\circ$  の  $\overline{uv}$  は発達した  $\overline{uv}$  に比

較して内壁側と外壁側でそれぞれ絶対値が減少および増大している。こうした増減は前記の第3項と第4項による。

壁面摩擦速度を用いて  $\overline{u^2}$  を整理して壁近傍の様子を調べてみたが、 $y^+ < 50$  の領域ではすべての測定値が真直流路の分布とほぼ一致し、この領域の乱流応力は壁面せん断応力により支配され、壁面曲率には直接に影響されないことがわかった。

**3.4 多重速度相関** 壁乱流の組織的構造を支配するバースト現象の様子は流れ方向(周方向)速度変動の三重相関  $\overline{u^3}$  やその skewness を測定することにより間接的に調べられる。図10に  $\overline{u^3}$  の発達過程を示す。 $\overline{u^3}$  はごく壁近傍でスイープによる正の極値をとり、そこから少し壁から離れた位置でイジェクションによる負の極値を持つ。これら二つの極値は流れの発達に伴い外壁側で大きく内壁側で小さくなり、乱流応力の増減がバースト現象と密接に関連していることがうかがえる。

図11に  $u$  の skewness  $S(u)$  を  $y^+$  で整理した結果を示す。図11中には Barlow-Johnston<sup>(9)</sup> による凹面

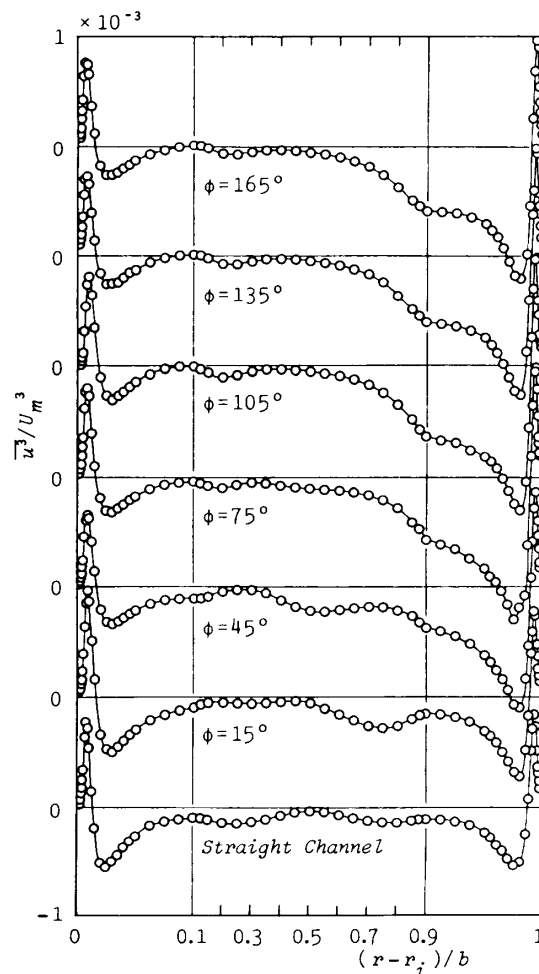


図10 三重速度相関 ( $\overline{u^3}$ )

上の乱流境界層の測定値と、彼らの論文に併記されていた Moser-Moin の DNS の結果も示す。凹面上の乱流を平面上のそれと比較すると、Barlow-Johnston の測定値と Moser-Moin の計算値はいずれも、壁のごく近傍で  $S(u)$  が減少し、また  $S(u)=0$  の位置は壁に近づくことを示しており、著者らの測定値もそのよ

うになった。逆に凸面上の乱流の場合、Moser-Moin の計算結果によれば  $S(u)$  の値は大きくなり、また  $S(u)=0$  の位置は壁から遠ざかることを示しているが、本測定値はその計算値と良く一致した。壁から離れた  $y^+ > 100$  の領域では流れの発達とともに  $S(u)$  は内壁側では零に近づき、外壁側では負の大きな値を持

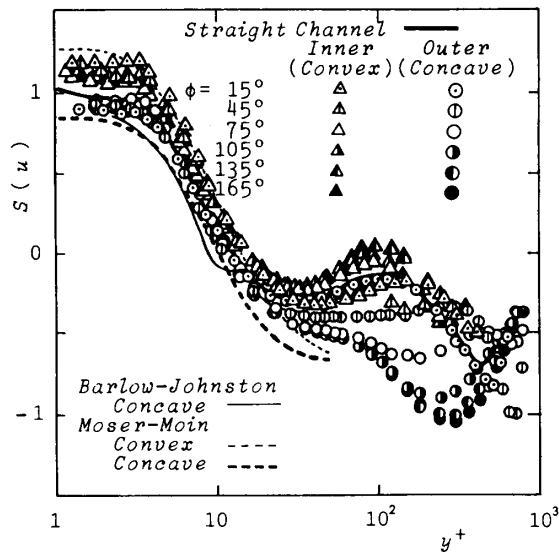


図 11 Skewness

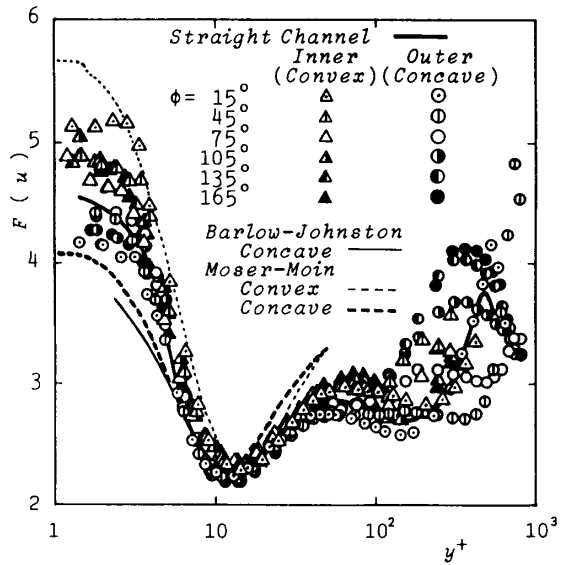


図 12 Flatness

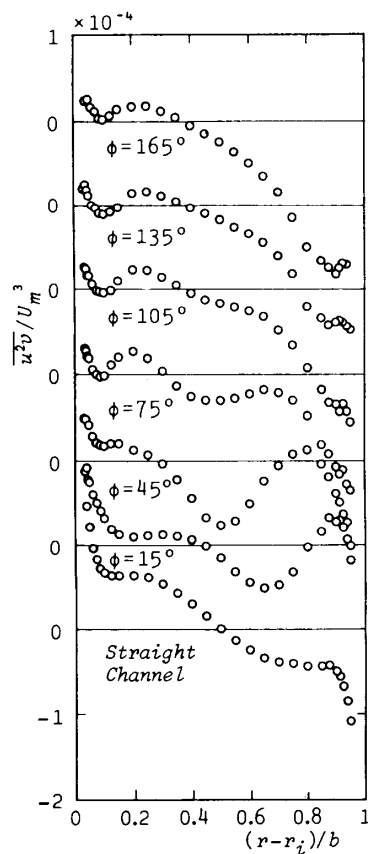


図 13 三重速度相関 ( $\overline{u^2 v}$ )

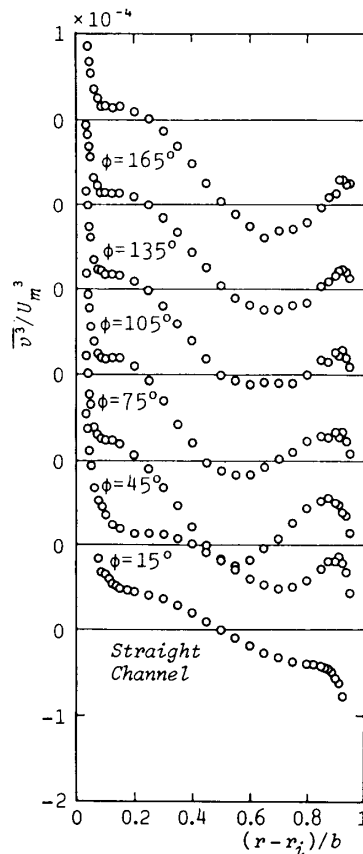


図 14 三重速度相関 ( $\overline{v^3}$ )

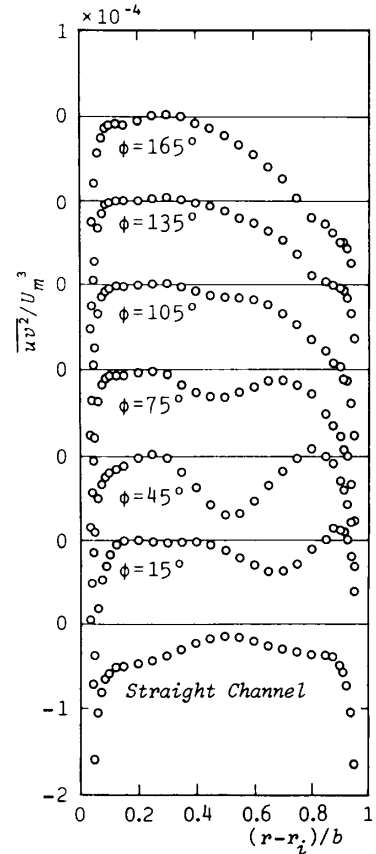


図 15 三重速度相関 ( $\overline{uv^2}$ )

つようになる。バースト現象が壁乱流固有の現象であることから見て、このような  $S(u)$  の振舞いはバースト現象とは別の理由によるものと考えられる。

図 12 に  $u$  の flatness  $F(u)$  を  $y^+$  で整理して示す。図 12 中には前記の Barlow-Johnston の測定値と Moser-Moin の計算値も示した。この場合も平面上の乱流に比べてみると、ごく壁近傍における  $F(u)$  の値は凹面上の乱流の場合には小さく、凸面上の場合には逆に大きくなるのがわかる。このように、壁面近傍の乱流応力はほとんど壁面曲率の影響を直接受けないのに対して、 $S(u)$  や  $F(u)$  のような多重相関はごく壁近傍においても壁面曲率の影響を強く受けることが実験的に確認された。

図 13~15 に乱流拡散に関連する乱れの三重相関の測定結果を示す。式(2)の第2項に現れる  $\overline{u^2v}$  の分布(図 13)を参照しながら、流路中央部  $[(r-r_i)/b=0.1 \sim 0.9]$  での  $v$  による  $u^2$  の拡散の様子を見てみよう。真直路路では、両方の壁から流路中央に向かう拡散のため、実質的な利得は流路中心で極大になっている。 $\phi=15^\circ$  では内壁側での拡散は極端に減少している。また、 $(r-r_i)/b=0.6$  の近傍で  $\overline{u^2v}$  は負の極大値を持つので、そこで内壁側に向かう拡散が最大になる。したがって、拡散による実質的な利得は内壁側ではほとんど消失し、流路中心部での正から外壁側で負に転ずる。 $\overline{u^2v}$  が負の極大となる位置は流れの進行につれて内壁側に移動し、その値は  $\phi=45^\circ$  で最大となった後減少して、 $\phi=135^\circ$  ではこうした分布の特徴は消失する。これと類似の振舞いが、 $v^2$  の拡散に関連する  $\overline{v^3}$  の分布(図 14) および  $uv$  の拡散に関連する  $\overline{uv^2}$  の分布(図 15)にも見られる。

#### 4. まとめ

複雑な乱流の重要な基礎的流れの一つである二次元曲がり流路内乱流助走区間の速度場について調べた。真直路路内で発達した乱流を半径比が 0.92 の曲がり流路に導き、時間平均速度、乱流応力および多重速度相関などを測定した。これらの測定結果は、各種の乱流モデルを検証するためのデータベースとして利用できる。また、測定結果からこの流れの特性について得られた知見は次のように要約される。

(1) 定常な Taylor-Görtler 渦は有意には検出さ

れず、流れ場は助走区間の全域にわたり完全に二次元的である。

(2) 壁面静圧は流路入口から  $\phi=15^\circ$  までにすばやく発達し、壁面摩擦応力は  $\phi=75^\circ$  でほぼ発達しきる。

(3) 流入直後の静圧こう配による内壁側と外壁側での加速と減速の影響は、半径方向速度乱れの生成に起因する乱流せん断応力の減少と増大により相殺され、流れの発達につれて両側の壁近傍から流路中央部へと徐々に消失する。

(4) 乱流せん断応力が零の位置と角速度最大の位置は、全発達過程を通じてほぼ同一半径上にあり、(3)の理由により流れの進行につれて内壁側に移動し、 $\phi=75^\circ$  以降ではわずかに流路中央部に戻る。

(5) 角運動量最大の位置は  $\phi=75^\circ$  までは内壁側に移動するが、その後急激に外壁側に移動し、発達した流れ場ではせん断応力が零の位置と大きく異なる。

(6) 半径方向の乱流法線応力は流れの発達につれて  $(r-r_i)/b=0.75$  近傍で極大値を持つようになる。

(7) 壁変数で整理すると、壁のごく近傍の時間平均速度と乱流応力は壁面曲率の影響をほとんど受けないが、速度変動の skewness や flatness は強く影響され、凸面上(内壁側)で増大し、凹面上(外壁側)で減少する。

(8) 三重速度相関は助走区間において大きく変化し、乱流拡散に複雑な変化をもたらす。

#### 文 献

- (1) 小林・ほか5名, 機論, 54-508, B(1988), 3354.
- (2) 前川・大久保, 北陸信越支部新潟地方講演会講演論文集, (1972), 53.
- (3) Hunt, I. A. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 91-4(1979), 633.
- (4) Yeh, H., ほか2名, *Final Rep. ONR Contract*, NONR-248, Johns Hopkins Univ., (1956).
- (5) Wattendorf, F. L., *Proc. R. Soc.*, 148(1953), 565.
- (6) Ellis, L. B. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 62-1(1974), 65.
- (7) Eskinazi, S. and Yeh, H., *J. Aeronaut. Sci.*, 23(1956), 23.
- (8) Dean, R. B., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 100(1978), 215.
- (9) Barlow, R. S. and Johnston, J. P., *J. Fluid Mech.*, 191(1988), 137.