

## 曲がり流路内の二次元乱流\*

小林睦夫\*<sup>1</sup>, 前川 博\*<sup>1</sup>, 高野 剛\*<sup>1</sup>  
内山則之\*<sup>2</sup>, 窪田正博\*<sup>3</sup>, 小林良充\*<sup>4</sup>

## Two-Dimensional Turbulent Flow in a Curved Channel

Mutsuo KOBAYASHI, Hiroshi MAEKAWA, Tsuyoshi TAKANO,  
Noriyuki UCHIYAMA, Masahiro KUBOTA, and Yoshimitsu KOBAYASHI

Mean flow properties and one-point multiple velocity correlations including turbulent stresses have been measured in a two-dimensional turbulent flow through a curved channel with a radius ratio of 0.92. The results for the fully developed region are presented and compared with those of a parallel plate channel. The turbulence energy balance shows that the greatly enhanced turbulent diffusion away from the outer wall extends to about 2/3 of the channel width, and reduces the equilibrium layer thickness considerably. It is found that an existing model for the pressure-strain correlation simulates with good accuracy the experimental values obtained from the turbulent stress balance. The triple correlation balance reveals that the terms relating to the mean flow are of the same order of magnitude as other terms even in the core region where turbulent diffusion plays an important role.

**Key Words:** Turbulence, Curved Channel, Two-Dimensional Flow, Turbulent Stress Balance, Pressure-Strain Correlation, Triple Velocity Correlation, Turbulence Model

## 1. ま え が き

流線が曲率を持つせん断乱流中では、例えば曲率半径方向の乱流法線応力が平均流と乱れの干渉により直接に生成され、その生成率は乱流せん断応力が正および負の領域でそれぞれ負および正となる。このことは運動量や熱・物質の輸送に重大な影響を及ぼし、曲がるせん断流に見られる特徴的な輸送特性の原因になっている。このような乱流に関する重要な知見の端緒は Wattendorf<sup>(1)</sup>により開かれた。彼は曲率半径が一定の二次元曲がり流路内で(時間)平均速度を測定するとともに、流体粒子運動の安定性の見地から運動量輸送特性の説明を試みた。以来、曲がるせん断流は多くの研究者の興味の対象となり、最近でも貴重な実験的研究<sup>(1)~(14)</sup>の題材として盛んに取り上げられている。

曲がり流路内の定常な二次元乱流は流動形態が極めて簡潔なため詳細な基礎データの取得に適している。しかし、これを扱った過去の研究は意外に少なく、わ

ずかに前記の Wattendorf のほか、Eskinazi-Yeh<sup>(2)</sup>, Yehら<sup>(3)</sup>, 前川・大久保<sup>(4)</sup>, Ellis-Joubert<sup>(5)</sup>, Hunt-Joubert<sup>(6)</sup>などの報告が見られるにすぎない。しかも、これらのうちで最も詳しく乱れを測定した Eskinazi-Yeh と Yeh らの実験でも、測定は乱流応力とその一次元スペクトルにとどまっている。

本研究では、このような現況にかんがみて上記の研究と同様の乱流中で乱流応力と主要な1点三重・四重速度相関を測定し、乱流応力と三重速度相関の収支を求めた。本報ではこれらの実験結果のうちの発達した流れ場の実験データを提示して、曲がるせん断流の輸送特性を詳しく検討する。また、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検証も本実験結果に基づいて直接に行う。

## 記 号

$t$ : 時間  
 $\phi, r, z$ : 円柱座標 (図1)  
 $r_i, r_o$ : 内壁半径, 外壁半径  
 $r_n$ :  $\tau=0$  の半径  
 $\rho$ : 密度  
 $U, V$ : 平均速度の  $\phi, r$  成分  
 $U_m$ : 断面平均速度

\* 昭和63年8月26日 東北支部米沢地方講演会において講演, 原稿受付 昭和62年11月14日。

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

\*<sup>2</sup> 正員, 東京電力(株) (〒100 東京都千代田区内幸町1-1-3)。

\*<sup>3</sup> 正員, 三菱電機(株) (〒661 尼崎市塚口本町8-1-1)。

\*<sup>4</sup> 学生員, 新潟大学大学院。

$u, v, w$ : 速度変動の  $\phi, r, z$  成分

$P$ : 平均静圧

$p$ : 圧力変動

$\tau$ : 全せん断応力

$k, k'$ : 乱流エネルギー, 同瞬時値

$\varepsilon$ :  $k$  の散逸率

$\varepsilon_u, \varepsilon_v, \varepsilon_w, \varepsilon_r$ :  $\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{uv}$  の散逸率

$\bar{f}$ :  $f$  の時間平均

## 2. 実験装置と実験

実験に用いた流路の概要と円柱座標系の配置を図1に示す。流路は幅 20 mm, 高さ 300 mm, 長さ 2000 mm の平行平板流路の下流端に, 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 230 mm と 250 mm の内壁と外壁から成る同心円筒を縦に二等分した形状になっている。この流路は厚いアルミニウム板を素材として製作されており, 壁面は旋削後にエメリー紙で平滑に仕上げられている。曲がり流路内での流れのはく離を防ぐため, その出口も別の短い平行平板流路に接続されている。

実験は流路幅と断面平均速度に基づくレイノルズ数が  $2.0 \times 10^4$  の条件下で室温の空気の流れについて行い, 定温度形熱線風速計により流れ場を測定した。速度変動の測定では線径 2.6  $\mu\text{m}$ , 有効長約 0.3 mm のタングステン熱線プローブなどを用いて空間分解能の向上に留意し, 既報<sup>(7)</sup>と同様の方法で速度相関の実験値を求めた。測定は平行平板流路内で発達した流れ場が曲がり流路内で再び発達するまでの区間において, 流路中央部で次の項目について行った。(1) 壁面上の平均静圧, (2) 流れ方向の平均速度, (3) 乱流応力, (4) 主要な 1 点三重・四重速度相関。ただし, 本報では, 紙幅の都合上, 平行平板流路では入口から 1900 mm, 曲がり流路では  $\phi = 165^\circ$  の発達した流れ場の結果だけ (比較のため一部には  $\phi = 135^\circ$  の結果も含む) を示す。

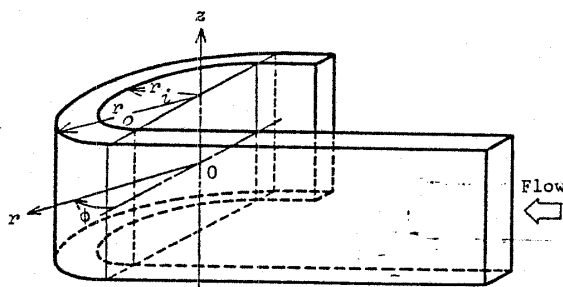


図1 流路と座標系

## 3. 実験結果と考察

**3.1 平均速度** 内外壁面上の平均静圧の  $\phi$  方向分布は曲がり流路入口直後 (少なくとも  $\phi < 15^\circ$ ) からこう配が一定の平行線上にのり, 急速に発達しきるのに対し, 平均速度は  $\phi = 105^\circ$  付近まで発達し続け, 乱流応力はさらに遅れて  $\phi = 135^\circ$  付近でようやく発達しきることが最初に判明した。また, 発達した流れ場は流路中央部で十分に二次元的であり, いわゆる Taylor-Görtler 渦は有意に検出されないことが明らかになった。これは Hunt-Joubert<sup>(6)</sup>の実験結果と対立する。しかし, 彼等の場合, 曲がり流路に入る流れは整流されており, これが渦の発生に好都合の条件になっていると考えられる。事実, 本実験装置の場合も, 平行平板流路を取り払って絞り直後に曲がり流路を置くと渦が明りように現れた。

平均速度の発達した半径方向分布を図2に示す。曲がり流路内では, 過去の実験と同様に,  $\overline{uv} = 0$  の点より内 (壁) 側と外 (壁) 側の領域で, それぞれ角運動量拡散の抑制と助長を裏付ける特徴的な分布が見られる。また,  $U/r$  最大の点は  $\overline{uv} = 0$  の点より少し外側にあり, 両者の間に負の渦拡散率の領域が存在することがわかる。Wattendorf が指摘したとおり, 本実験結果においても  $rU$  最大の点と  $\overline{uv} = 0$  の点は大きく隔たっている。一方, Prandtl の運動量輸送仮説を角運動量輸送の場合に単純に拡張して適用し,  $ru \propto l \partial(rU) / \partial r$  ( $l$ : 混合長),  $|v| \propto |u|$  と見積ると,  $rU$  最大の点と  $\overline{uv} = 0$  の点は一致することになるが, これは実験事実と反する。通常のせん断流の場合,  $v$  は単に乱流混合により  $u$  からエネルギーを受けるだけだから,

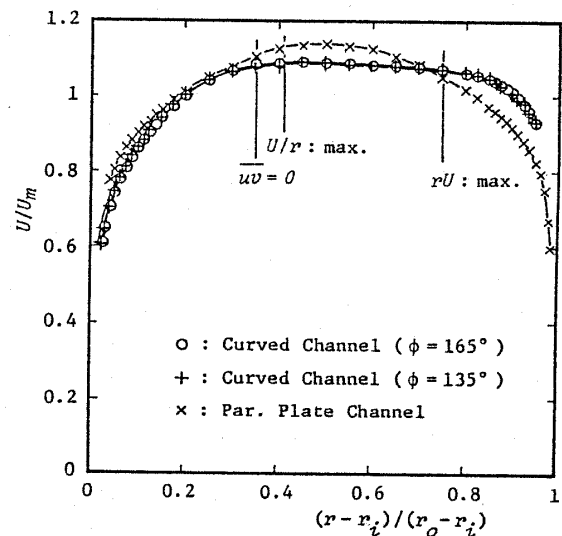


図2 平均速度の分布

$|v|$  は  $|u|$  に比例するという運動量輸送仮説の見積もりは正しい。しかし、曲がるせん断流の場合流体粒子は補遺の式(11)が示すように曲率半径の方向に加速度を受けるので、この見積もりは成立しなくなる。運動量輸送理論の矛盾は、多分にこのことに起因すると考えてよい。

**3.2 乱流応力** 発達した流れ場における乱流エネルギーと乱流応力の半径方向分布を、平行平板流路の結果と対比して図3~5に示す。 $\overline{uv}$ の実験値と比較するため、次式により算出した全せん断応力の分布も

図4, 5中に示す。

$$\frac{\tau}{\rho} = -\frac{1}{2\rho} \frac{\partial P}{\partial \phi} \left[ \left( \frac{r_n}{r} \right)^2 - 1 \right] \dots\dots\dots(1)$$

図6は乱流応力と乱流エネルギーの比について両流路の結果を比較したものである。流線曲率の影響は壁近傍で漸近的に消滅するため、乱流応力の相対強度は壁乱流に共通の値に近付くことが、図を一見してわかる。

高乱流レイノルズ数における乱流応力輸送方程式

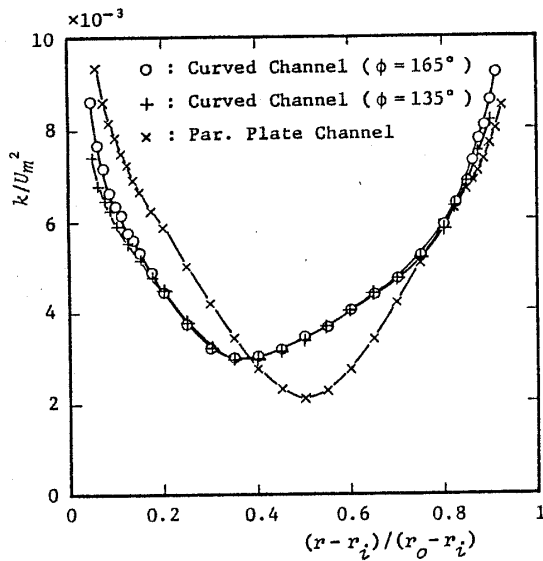


図3 乱流エネルギーの分布

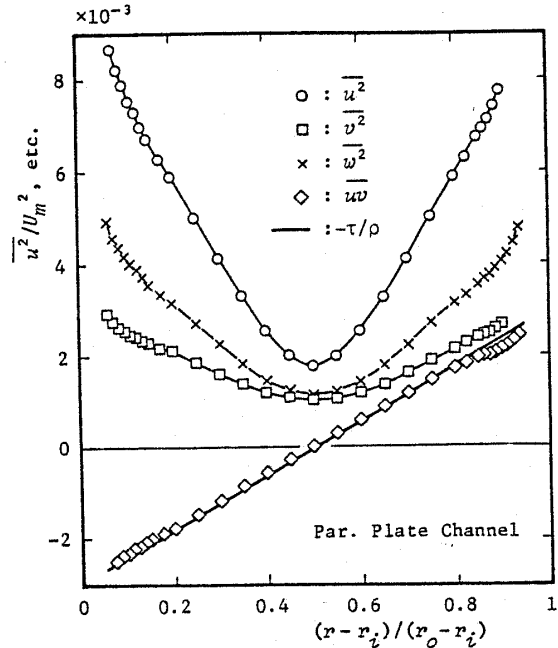


図5 乱流応力の分布 (平行平板流路)

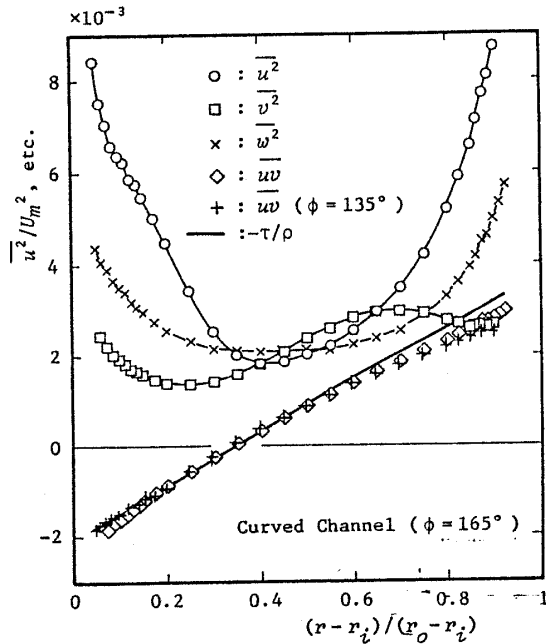


図4 乱流応力の分布 (曲がり流路)

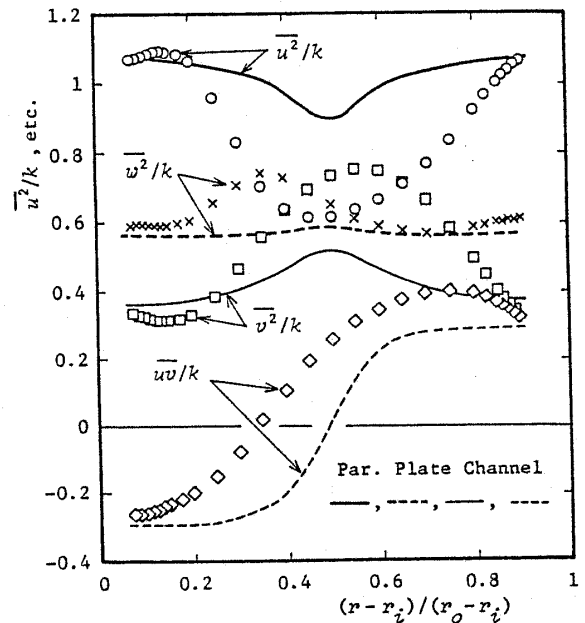


図6 乱流応力・乱流エネルギー比の分布

は、境界層近似により微小項を省略すると次のように書ける。

$$\frac{Dk}{Dt} = \underbrace{-\overline{uv}r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U}{r} \right)}_{\text{①}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ rv \left( \frac{p}{\rho} + k' \right) \right]}_{\text{②}} - \underbrace{\varepsilon}_{\text{④}} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{D\overline{u^2}}{Dt} = \underbrace{-2\frac{\overline{uv}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU)}_{\text{①}} - \underbrace{2\frac{\overline{u^2v}}{r}}_{\text{②}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru^2v)}_{\text{②}} + \underbrace{2\frac{p}{\rho r} \frac{\partial u}{\partial \phi}}_{\text{③}} - \underbrace{\varepsilon_u}_{\text{④}} \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{D\overline{v^2}}{Dt} = \underbrace{4\overline{uv} \frac{U}{r}}_{\text{①}} + \underbrace{2\frac{\overline{u^2v}}{r}}_{\text{②}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ rv \left( \frac{2p}{\rho} + v^2 \right) \right]}_{\text{②}} + \underbrace{2\frac{p}{\rho r} \frac{\partial rv}{\partial r}}_{\text{③}} - \underbrace{\varepsilon_v}_{\text{④}} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{D\overline{w^2}}{Dt} = \underbrace{-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rvw^2)}_{\text{②}} + \underbrace{2\frac{p}{\rho} \frac{\partial w}{\partial z}}_{\text{③}} - \underbrace{\varepsilon_w}_{\text{④}} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{D\overline{uv}}{Dt} = \underbrace{-\frac{\overline{v^2}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU)}_{\text{①}} + \underbrace{2\overline{u^2} \frac{U}{r}}_{\text{①}} + \underbrace{\frac{u(u^2 - v^2)}{r}}_{\text{①}} - \underbrace{\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ ru \left( \frac{p}{\rho} + v^2 \right) \right]}_{\text{②}} + \underbrace{\frac{p}{\rho r} \left( \frac{\partial ru}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial \phi} \right)}_{\text{③}} - \underbrace{\varepsilon_r}_{\text{④}} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + V \frac{\partial}{\partial r} \dots\dots\dots (7)$$

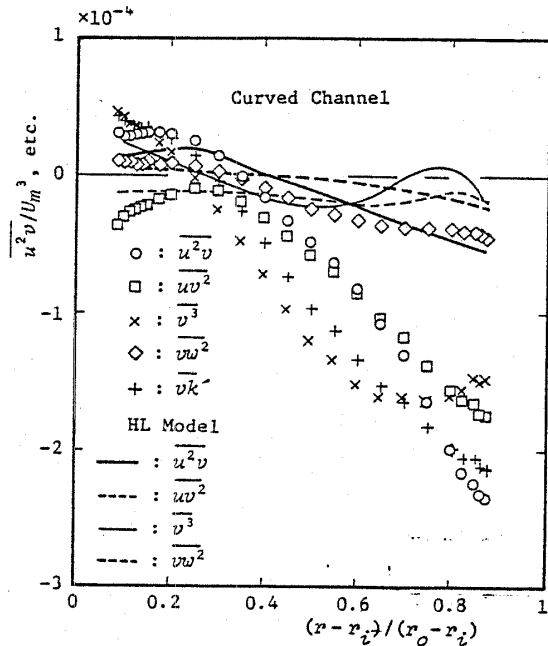


図7 1点三重速度相関の分布 (曲がり流路)

乱流応力の振舞はこれらの方程式中の生成項と密接な関係にある。まず、曲がり流路内では、 $rU$  最大の点と  $\overline{uv}=0$  の点が大きく隔たっているため、両者の間の広い領域で  $\overline{u^2}$  の生成率は負となる (図10)。このため、 $\overline{u^2}/k$  は断面中央部で極端に減少している。曲がるせん断流の重要な特徴として、式(4)の右辺第1項の存在が指摘されている。この項は、平均流と乱れの干渉により  $\overline{v^2}$  が直接に生成されることを意味し、 $\overline{uv}$  が負となる内側領域および正となる外側領域でそれぞれ負および正となる (図11)。このことに符合して、内側領域の  $\overline{v^2}/k$  は壁からの距離の増大に伴って減少する。一方、外側領域の  $\overline{v^2}$  は、壁近傍で一度減少した後、増大に転じる。その結果、 $\overline{v^2}/k$  は断面中央部で大きい膨らみを見せている。曲がるせん断流のもう一つの重要な特徴は、式(6)の右辺第2項で示される。この項は、補遺の式(11)に示した加速度の影響による  $\overline{uv}$  の生成率に対する付加的寄与を表し、断面の全域で正である。 $\overline{uv}$  の分布が全体で正方向に移動して  $\overline{uv}=0$  の点の内側に片寄ることには、この項の存在が大きく関係している。

3.3 三重・四重速度相関 発達した流れ場における1点三重速度相関の半径方向分布を図7に示す。乱流応力の拡散は内側領域で抑制され、逆に外側領域で著しく助長される、という予想どおりの傾向を実験結果は示している。また、拡散の向きは対応する乱流応力のこう配にほぼ一致し、こう配形拡散の仮定を支持する傾向を示している。

Hanjalic-Lauder<sup>(8)</sup>により導かれた三重速度相関のモデルを直接に検証するため、より低次の相関の実

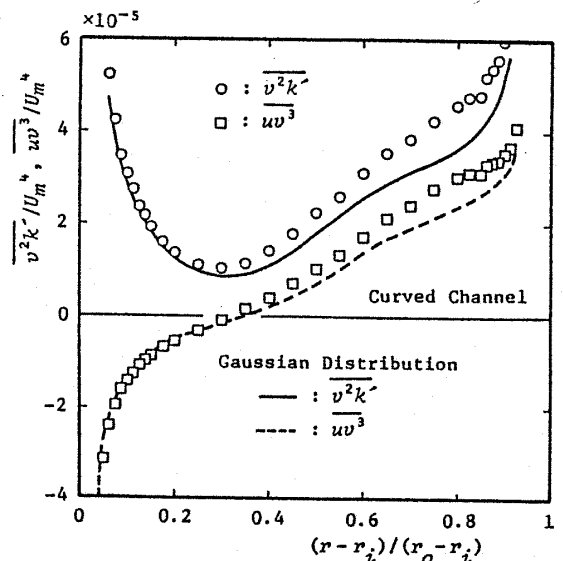


図8 1点四重速度相関の分布 (曲がり流路)

験値をモデル式に代入して計算値を求めた。図7にこの結果も示す。三重相関モデルは、実験値の大まかな傾向は再現するものの、単にモデル定数( $c_s=0.08$ )の変更だけでは補償しきれないほどの誤差があることが図7からわかる。

図8は代表的な1点四重速度相関の発達した半径方向分布を示す。Millionshtchikovは乱れの多次元正規分布を仮定することにより、四重相関が乱流応力の積和で表されることを示した<sup>(6)</sup>。これにならって乱流応力の実験値から求めた四重相関の計算値も図8中に示す。計算値は実験値と比較的よく一致しているが、外側領域でモデルの誤差が多少目立つ。この領域では、三重速度相関の異状な増大からもうかがえるように、乱れの正規分布からのずれが大きく、これが四重相関モデルの誤差の要因になっていると推察される。

**3.4 乱流応力の収支** 乱流エネルギーと乱流応力の収支は、前掲の実験値を輸送方程式に代入して算出した。ただし、発達した流れ場であるので左辺を零と置き、また乱流応力散逸率の見積もりにおいて乱れの局所等方を仮定した。圧力拡散項は、実験的証拠はないが、平行平板流路内の非対称乱流を扱ったHanjalic-Launder<sup>(9)</sup>の場合と同様に単純に無視できると仮定した。したがって、収支の残余として求めた乱流エネルギー散逸率と圧力ひずみ速度相関の間接測定値はこれらの仮定の誤差を含むことになる。

発達した流れ場における乱流エネルギーと乱流応力の収支を図9~12に示す。曲がり流路内の乱流エネルギーの拡散は断面中央部の広い領域で生成にまさり、外壁上の平衡層は( $r_0-r_n$ )に比べて相対的に狭まっ

ている。断面中央部での拡散の重要性は乱流応力の収支においても同様である。通常のせん断流と異なり、 $\overline{u^2}$ に対応する圧力ひずみ速度相関が正となる領域が断面中央部に存在する。また、ほぼ同じ領域で $\overline{v^2}$ に対応する圧力ひずみ速度相関は負に転じている。これらのことは同領域での $\overline{u^2}$ と $\overline{v^2}$ の大きさの逆転と良く符合している。 $\overline{uv}$ の収支においては、乱れの局所等方を仮定したので散逸率は零であり、図12でこの項④は図示してない。 $\overline{uv}$ の収支に対し拡散の寄与は小さく、 $\overline{uv}$ の分布は生成項によりほぼ決定されることがわかる。

Launderら<sup>(10)</sup>が導いた高乱流レイノルズ数に対す

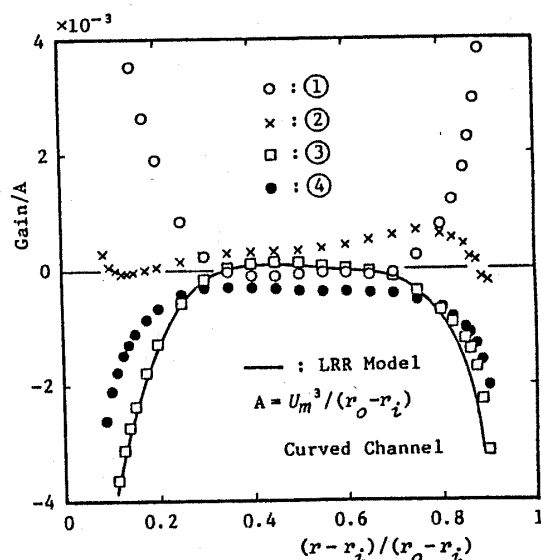


図10  $\overline{u^2}$ の収支(曲がり流路)

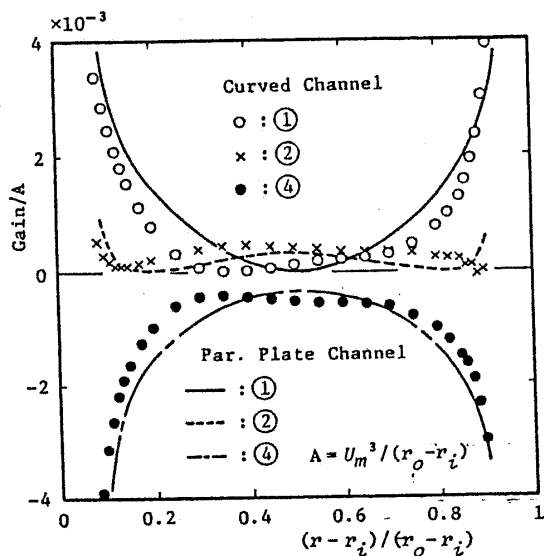


図9 乱流エネルギーの収支

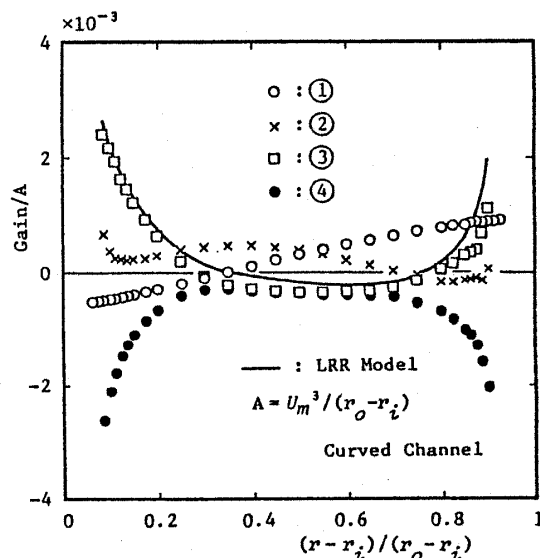


図11  $\overline{v^2}$ の収支(曲がり流路)

るモデルに基づき、圧力ひずみ速度相関を算出した結果も図10~12に示す。この計算値は問題の相関以外の実験値をモデルに代入して求めたものである。図10~12に見られるように、計算値と間接測定値の一致は外側領域で若干の不满を残すものの、断面のほぼ全域でかなり良好である。このことから曲がるせん断流においても圧力ひずみ速度相関のモデルは有用であり、モデル定数(c<sub>1</sub>=1.5, c<sub>2</sub>=0.4)も適切であることがわかる。

**3.5 三重速度相関の収支** 高乱流レイノルズ数の場合、1点三重速度相関の輸送方程式は、例えば  $\overline{vk'}$  と  $\overline{wv^2}$  について、次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \overline{vk'} &= -\overline{uv^2} r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{U}{r} \right) + 2\overline{uk'} \frac{U}{r} + \frac{u^2 k'}{r} \\ &+ \frac{\overline{uv}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \overline{uv}) + \frac{k+v^2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{v^2}) \\ &- \frac{\overline{u^2}(k+v^2)}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{v^2} k') \\ &- \frac{(k'+v^2)}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\overline{uv}}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} - \frac{\overline{vw}}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \overline{wv^2} &= -\frac{\overline{v^3}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rU) + 4\overline{u^2} v \frac{U}{r} + \frac{\overline{uv}(2u^2 - v^2)}{r} \\ &+ \frac{\overline{v^2}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \overline{uv}) + 2\frac{\overline{uv}}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{v^2}) - 2\frac{\overline{u^2} \overline{uv}}{r} \end{aligned}$$

$$\frac{-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{uv^3})}{\textcircled{3}} - 2 \frac{\overline{uv}}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\overline{v^2}}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} \dots (9)$$

Hanjalic-Launder<sup>(8)</sup>は三重相関モデルの誘導にあたり、上式などの各項につき次のような推理とモデル化を行った。すなわち、(1)三重相関が重要な領域では、対流項と右辺の平均流に関する項は他の項に比べて無視できる。(2)四重相関の評価において乱れの多次元正規分布を仮定できる。(3)圧力変動を含む項のモデル化においては、圧力ひずみ速度相関の場合から類推して、対応する三重相関に比例する消滅率を仮定できる。

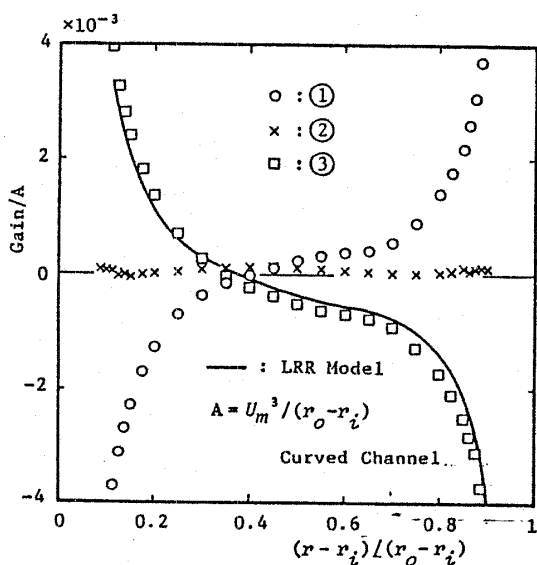


図12  $\overline{uv}$  の収支 (曲がり流路)

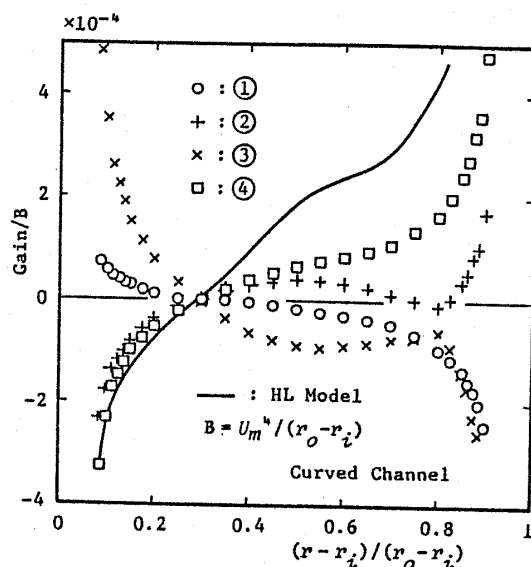


図13  $\overline{vk'}$  の収支 (曲がり流路)

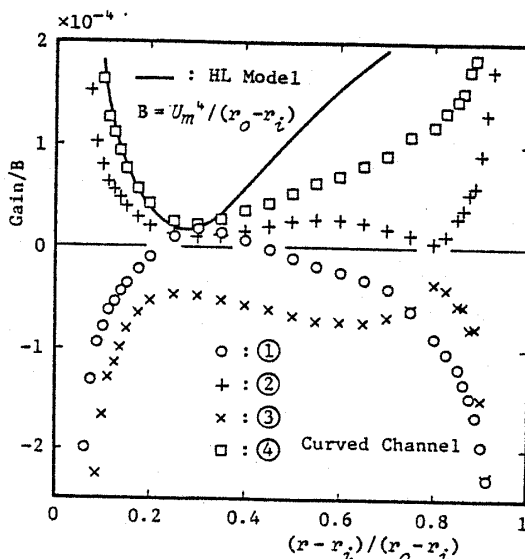


図14  $\overline{uv^2}$  の収支 (曲がり流路)

発達した流れ場における  $\overline{vk'}$  と  $\overline{uw^2}$  の収支を図 13 と図 14 に示す。ただし、発達した流れ場であるので左辺を零と置き、圧力変動を含む項は圧力ひずみ速度相関の場合と同様に、他の項に実験値を代入することにより間接的に求めた。図 13, 14 には、この項のモデル、 $-(1/c_s)(\epsilon/k)\overline{vk'}$  と  $-(1/c_s)(\epsilon/k)\overline{uw^2}$  の計算値も示す。次に、図 13, 14 を参照しながら上記の仮定を吟味してみる。主として平均流に関係する項①は、三重相関が重要な中央部でも他の項と同程度の大きさを持っている。圧力変動を含む項④は、左辺が示す対応する三重速度相関と符号がほぼ逆転していることが、図 7 を参照することによりわかる。しかし、外壁側では、この項と三重速度相関の間に妥当な比例関係は認められず、結果としてモデルによる計算値は間接測定値から大きくずれている。仮定(1)と(3)に反する上記の実験的証拠は、各三重相関についても同様に見られた。これらの事実は既に指摘した四重相関モデルの誤差と相まって、三重相関モデルの見逃せない誤差の要因になっていると考えられる。

#### 4. ま と め

本研究では曲がるせん断流の代表例として、曲がり流路内で発達した二次元乱流を実験的に扱った。成果を要約すると次のようである。

(1) 乱流応力と 1 点三重・四重速度相関を含む詳細な実験データを取得し、乱流応力と三重相関の収支を求めた。

(2) 乱流応力と乱流エネルギーの比の半径方向分布が平行平板流路と曲がり流路で大きく異なる理由や、 $rU$  最大の点と  $\overline{uv}=0$  の点が大きく隔たる理由などを、乱流応力輸送方程式との関連において矛盾なく説明できることを示した。

(3) 圧力ひずみ速度相関と 1 点三重速度相関のモデルを直接に検証して、前者が曲がるせん断流でも有用であることを確かめるとともに、後者の誤差の要因を明らかにした。

本研究に著者の一人が着手して以来今日まで、京都大

学名誉教授 故佐藤俊先生より終始変わらぬ激励のお言葉とご支援を賜った。ここに深く感謝の意を表すとともに、先生のごめい福を心からお祈り申し上げる。

#### 補 遺

説明を簡潔にするため理想流体を考え、その中で運動する流体粒子を Lagrange の見地から追ってみる。時刻  $t$  に半径  $r$  の点を半径方向速度  $v$  で通過した流体粒子が、時間  $\Delta t$  後に速度  $(v+\Delta v)$  を持つとしよう。このとき、速度の増分は流体粒子に作用する力積に等しいから、

$$\Delta v = \left[ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (P+p) + \frac{(U+u)^2}{r} \right] \Delta t \quad \dots\dots (10)$$

と表されるが、ここで時間平均における圧力こう配と遠心力の釣合いに注意し、また高次の微小項を無視すると、結局

$$\Delta v = \frac{2Uu}{r} \Delta t \quad \dots\dots\dots (11)$$

となる。

#### 文 献

- (1) Wattendorf, F. L., *Proc. R. Soc.*, 148 (1935), 565.
- (2) Eskinazi, S. and Yeh, H., *J. Aeronaut. Sci.*, 23 (1956), 23.
- (3) Yeh, h., ほか 2 名, *Final Rep. ONR Contract NONR-248* (1956), Johns Hopkins Univ.
- (4) 前川・大久保, 新潟地方講演会講演論文集, (昭 47), 53.
- (5) Ellis, L. B. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 62-1 (1974), 65.
- (6) Hunt, I. A. and Joubert, P. N., *J. Fluid Mech.*, 91-4 (1979), 633.
- (7) 前川・ほか 3 名, 機論, 45-393, B (昭 54), 694.
- (8) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, 52-4 (1972), 609.
- (9) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, 51-2 (1972), 301.
- (10) Launder, B. E., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 68-3 (1975), 537.
- (11) Muck, K. C., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 161 (1985), 347.
- (12) Hoffmann, P. H., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 161 (1985), 371.
- (13) 志沢・本阿弥, 機論, 52-480, B (昭 61), 2802.
- (14) 熊田・ほか 3 名, 機論, 52-479, B (昭 61), 2663.

## 討 論

〔質問〕 本阿弥眞治・志沢高朗

(東京理科大学工学部)

詳細な測定結果に敬意を表す。

(1) 壁間距離 20 mm で詳細な測定を実施されているが、プローブ、ブロング形状などについてご教示願いたい。

(2) 熱線流速計による壁面近傍の測定結果に及ぼす壁面材料(アルミニウム)の影響をご教示願いたい。

(3) 図2以降代表速度として断面平均速度  $U_m$  を用いているが、その定義と  $U_m$  を用いた理由を伺いたい。

(4) 式(3), (4)の①における第2項ならびに式(5)の①における第3項を生成項に含めた理由を伺いたい。

(5) 平行平板流路を取り除いた場合、三次元渦が発生したとあるが、どの程度の渦か測定結果があればご教示願いたい。

(6) 図4の外壁側で  $\overline{v^2}$  が  $\overline{uv}$  より小さくなる理由を伺いたい。併せて、壁面静圧力分布をご教示願いたい。

〔回答〕 (1) ブロングは、0.3 mmφ硬質マンガン線製で、0.1 mmφにとがらせた先端をステム上流に15 mm 突き出した境界層形である。ブロング間隔は、I形が1.5 mm, X<sub>1</sub>形( $\overline{uv}$ 用)が2 mm, X<sub>2</sub>形( $\overline{vw}$ 用)が1 mm とし、X形配列の熱線間隔は、約0.4 mm である。 $\overline{vw^2}$ の測定では、X<sub>1</sub>形にX<sub>2</sub>形の斜線を追加した三線プローブを用いた。

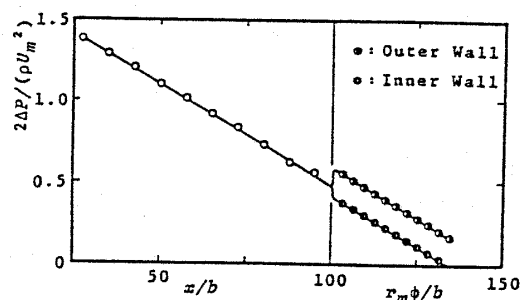
(2) 著者らの経験によると、壁の冷却効果は、本報に示した測定範囲(壁からの距離0.4 mm以上, 風速8 m/s以上)で、無視できる。

(3)  $U_m$ の定義は、次式による。

$$U_m = \frac{1}{r_0 - r_i} \int_{r_i}^{r_0} U dr$$

この量は各断面上で共通であり、測定誤差も少ないので、速度の基準として用いた。

(4) 流体粒子の運動に伴って生ずる加速度に関連



付図 1

して生成されるものを生成項と考えて①とした。

すなわち、補遺で述べたような流体粒子の運動を想定し、 $\Delta t$  時間中に周方向速度変動が  $u$  から  $u + \Delta u$  に変わり、その間角運動量が保存されると考えると、

$$(r + v\Delta t) \left( U + \frac{\partial U}{\partial r} \cdot v\Delta t + u + \Delta u \right) = r(U + u)$$

となり、これから、

$$\Delta u = - \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right) \cdot v\Delta t - \frac{uv}{r} \Delta t$$

を得る。これと補遺から、式(6)を例にとれば、

$$\frac{\Delta uv}{\Delta t} = -v^2 \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right) + \frac{2u^2U}{r} + \frac{u(u^2 - v^2)}{r}$$

となる。

(5) 過去に本報と同様の装置〔文献(4)〕の、曲がり流路出口付近で、Z方向の壁面静圧と平均速度の分布を大まかに測定したところ、それらの変化の周期と振幅から推定して、渦の寸法と強さは、おのおの流路幅と平均流速の一割程度であった。

(6) 図4中の  $\phi = 165^\circ$  外壁近傍での  $\overline{v^2}$  の測定値数個が  $\overline{uv}$  より少し小さいのは、前者の測定誤差によると考えられる。付図1に、流れ方向壁面静圧分布を示す。

ただし、横軸は入口からの距離(曲がり流路では、平均弧長)を流路幅で、たて軸は基準静圧との差を  $U_m$  を使って無次元化した。