弱い旋回を伴うベンド内の流れ*

須藤 浩三^{*1}, 高見 敏弘^{*2}, 檜原 秀樹^{*1}
野村 忠宏^{*3}, 角田 勝^{*1}

Weakly Swirling Flows through a 90° Bend

Kouzou SUDOU, Toshihiro TAKAMI, Hideki HIBARA,
Tadahiro NOMURA and Masaru SUMIDA

An experimental study was carried out for weakly swirling flows through a circular-sectioned 90° bend with a curvature radius ratio of 4.0. Three components of mean and fluctuating velocities were measured by the technique of rotating a probe with an inclined hot wire at a Reynolds number of 60 000. Flow patterns of main and secondary streams, and turbulence energy distributions in pipe sections are shown, and explanations are offered for phenomena observed in the streamwise direction. Results are compared with those for nonswirling flow and the influence of swirl on the flow is clarified, especially in terms of intensities of secondary flow and turbulence.

Key Words: Three-Dimensional Flow, Pipe Flow, Swirling Flow, Secondary Flow, Turbulence, Curved Pipe, Bend

1. 結 言

空間的に曲がった複数のベンド部を通過した流れやターボ機械から吐出される流れには、一方向への旋回を伴う流れが見られる。このような旋回を伴う流れが曲がった管路に流入すると、旋回中心が偏心して流れが偏るため、強い旋回流れでは管路やダクトが振動して思わぬ事故を起こすことがある。しかし、旋回流れがベンドや曲がり管に流入する場合の流動機構や特性については、不明な点が多く残されている^{(1)~(3)}。そこで、著者らはこれまでに強い旋回流れがベンドに流入する場合について実験を行い、旋回流れに見られる特異な速度分布や旋回中心の振り回り運動などについて報告した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。一方、その強さが比較的弱い旋回流れが流入する場合、流れの旋回成分と断面内に誘起される曲がり管特有の二次流れが干渉してある領域では強め合い、ある領域では相殺して強い旋回流れでは見られなかった複雑な流動パターンの生じることが予測される。

本報告は、前述の研究に続いて行った軸対称の比較的弱い旋回流れが90°ベンドに流入する場合の実験の結果をまとめたものである。実験では単一傾斜熱線を用いた回転プローブ法⁽⁶⁾により内部の流動状態を三次元的に測定し、流れの旋回が曲がり管特有の二次流れや乱れの強さに及ぼす影響を明らかにするとともに、旋回のない場合⁽⁷⁾の結果と比較しつつ管内の流動状態と圧力損失の関係について検討した。

おもな記号

C_p : 圧力係数 [式(2)参照]
 d : 管直径 $= 2a$ ($= 104$ mm)
 k : 乱れのエネルギー $= (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$
 R_c : ベンドの曲率半径 ($= 208$ mm)
 $r, \theta, \varphi(z)$: 座標系 (図1参照)
 $\bar{U}, \bar{V}, \bar{W}$: $r, \theta, \varphi(z)$ 方向の時間平均速度
 u', v', w' : $r, \theta, \varphi(z)$ 方向の変動速度
 W_a : 断面平均速度 (≈ 8.4 m/s)
 α : 旋回流発生装置の案内羽根の角度
 Ω : 旋回強さ [式(1)参照]

2. 実験装置および方法

実験装置の概略を図1に示す。管路系は、旋回流発

* 原稿受付 1996年6月14日。

*¹ 正員、広島大学工学部(〒739 広島市鏡山1-4-1)。*² 正員、岡山理科大学工学部(〒700 岡山市理大町1-1)。*³ 正員、広島大学大学院。

Fig. 1 Tested pipe and co-ordinate system

生装置, 直径 $d=104$ mm の円形断面を有する曲率半径 $R_c=208$ mm (曲率半径比 $R_c/a=4$) の 90° ベンド, 長さ $25d$ の上流直管および $35d$ の下流直管で構成されている。旋回の強さは発生装置内部に設置された可動式案内羽根の角度 α を変えることによって調整できる [文献(4), (5)参照]。

実験では, まずレイノルズ数 $W_a d/\nu \approx 60\,000$ (断面平均速度 $W_a \approx 8.4$ m/s) のもとで, ベンドに流入する流れの旋回強さ

$$\Omega_0 = \frac{8}{\pi d^3 W_a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a (r \bar{V} \bar{W}) r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

の値が零または小さい場合の壁面の圧力分布を測定し, 圧力損失に及ぼす旋回強さの影響を調べた。ここで, Ω_0 は旋回流れが軸対称の状態を維持しているベンド上流の直管部 $z' = -2d^{(4)}$ における旋回強さである。

ついで, 流入する旋回流れに対して逆回転する二次流れの渦⁽⁷⁾⁽⁸⁾ がベンド内で見られる程度の比較的弱い旋回強さ $\Omega_0 \approx 0.075$ ($\alpha = 5^\circ$) のもとで, 単一傾斜熱線を用いた回転プローブ法⁽⁶⁾ により管断面内の三方向速度を計測し, 軸方向流れ, 二次流れや乱れの流動状態を調べた。なお, 計測の不確かさ⁽⁹⁾ を評価した結果, 約 95% 包括度での不確かさは, 平均流速については $\pm 5.65\%$, 二次相関については $\pm 4.96\%$ である。

3. 実験結果および考察

3.1 壁面の圧力分布 旋回のない $\alpha=0^\circ$ ⁽⁷⁾ と弱い旋回の $\alpha=5^\circ$ における壁面の静圧分布を圧力係数

$$C_p = \frac{(p - p_{ref})}{(1/2)\rho W_a^2} \quad \dots\dots\dots (2)$$

の形で整理した結果を図 2 に示す。ここで, p_{ref} はベンド上流 $z' = -2d$ の壁面静圧であり, 図 2 中の In., Out. は曲がりの内側壁, 外側壁を表す。

案内羽根の角度 $\alpha = 20^\circ \sim 40^\circ$ の強い旋回流れがベンドに流入する場合⁽⁴⁾, ベンド内で旋回中心は急速に偏

(a) $\alpha=0^\circ$ ($\Omega_0=0$) (b) $\alpha=5^\circ$ ($\Omega_0=0.075$)

Fig. 2 Axial distribution of the static pressure

心して管中心の回りを振れ回り, 軸方向流れの高速領域と旋回流れの高速領域が管中心を挟んで互いに反対側へ大きく偏る。その結果, これらの高速領域が接近する 2 箇所の壁面で圧力は低下し, 旋回中心の移動に伴って低圧部分も壁面上の位置を変えるため管軸方向へ波状の圧力変化を示すようになる。と同時に, ベンド部における流動抵抗が増加して圧力損失は著しく増大する。これに対して, 本実験で調べた $\alpha \leq 10^\circ$ の弱い旋回流れがベンドに流入する場合, 後述するように旋回流れの偏りは弱く, 旋回のないベンド内流れ⁽⁷⁾ と類似の圧力分布, すなわちベンド部の外側壁で高圧, 内側壁で低圧の分布を示し, 圧力損失は $\alpha = 20^\circ \sim 40^\circ$ の強い旋回流れに比べて小さくなる。特に, $\alpha = 5^\circ$ の弱い旋回流れの場合には, ベンド下流 $z = 10d$ における圧力係数 C_p の値が旋回のない $\alpha = 0^\circ$ の場合よりもわずかに高く, 圧力損失は約 2% 程度減少する (図 2 参照)。しかしながら, 流入する流れの旋回強さを $\alpha \approx 10^\circ$ よりも強くすると, 前述のように圧力損失は旋回のない場合よりも増大する。

3.2 管内の流動状態 羽根角度 $\alpha = 5^\circ$ ($\Omega_0 \approx$

(a) Contour line of axial velocity (b) Velocity vector diagram for secondary flow (c) Contour line of turbulence energy

Fig. 3 Mean flow and turbulence energy in cross section ($\alpha=5^\circ$)

0.075) の弱い旋回流れについて、管断面内の流動状態を計測した結果を図3に示す。各列の左から軸方向速度 $\bar{W}$ の等速度線図、周方向速度 $\bar{V}$ と半径方向速度 $\bar{U}$ から求めた二次流れのベクトル図(便宜上、曲がり管固有の二次流れと管路に流入する流れの旋回成分とから形成される断面内の流れを以後単に二次流れと称し、曲がり管固有の二次流れと区別する)、および乱れのエネルギー k の等値線図である。また、各図の左側が曲がりの内壁側、右側が外壁側に対応し、図3中の

数値は断面平均速度 W_a を用いて無次元化した値 $\bar{W}/W_a$ と $k/W_a^2 \times 10^2$ 、ベクトルの長さは管直径 d の $1/8$ が W_a に相当する。

流れの軸対称性は、旋回のない場合⁽⁷⁾と同様にベンD上流 $z' = -1d$ ですでに崩れ始め、曲がり外側で逆圧力こう配のためやや減速される。しかし、管中央の旋回中心では旋回流れの特徴である低速領域が存在する。乱れのエネルギーは、旋回中心付近に乱れの強い領域を有するほぼ軸対称な分布形を示す。

(a) Contour line of axial velocity (b) Velocity vector diagram for secondary flow (c) Contour line of turbulence energy

Fig. 3 Mean flow and turbulence energy in cross section ($\alpha=5^\circ$) (continued)

ベンド入口 $\varphi=0^\circ$ ではベンドの影響が顕著になり、順圧力こう配となる曲がり内側へ軸方向速度の高速領域は偏る。またこの領域では、内外壁間にできた圧力差により断面内には外側から内側へ向かう一方方向の流れが誘起されるため⁽⁷⁾、旋回方向が反時計方向である上半断面内の流体の周回速度は大きくなり、逆方向となる下半断面の周回速度はかなり小さくなる。乱れのエネルギー分布も平均流の影響を受けて軸対称性が崩れ始め、乱れのエネルギーの弱い領域が速度こう配 $\partial \bar{W} / \partial r$ のやや緩やかな曲がり内側を広く覆うようになる。

$\varphi=30^\circ$ になると、軸方向流れは管軸方向の圧力こう配に対応して曲がり内側で加速、外側で減速される。一方、遠心力の作用によって断面の中央部には外向きの流れが生じるため、上半断面の管中央部では内向きの流れが弱められ、逆に下半断面の中央部の外向き流れは強くなる。しかし、下半断面では遠心力の作用の弱い管壁のごく近傍に、内外壁の大きい圧力差によって生じる内向きの流れがわずかに現れ始める。流れの回転中心は不明りょうながら管断面のやや上方に位置している。軸方向速度の高速領域は曲がり内側に偏り、外側の速度こう配 $\partial \bar{W} / \partial r$ が大きくなるため、強い乱れの領域が外壁側で発達する。

$\varphi=60^\circ$ では、断面内の流れに管路の曲がりに基づく二次流れの影響がはっきりと見られるようになる。すなわち流入した旋回流れとは逆向きに回転する流れの渦が下壁付近に出現し、内側上方に中心をもつ反時計方向に回転する流れとあわせて、断面内には一対の渦が形成される。曲がり内側に偏っていた軸方向流れの高速領域は、内側では逆圧力こう配となるため減速され始める。また、曲がり外側では $\partial \bar{W} / \partial r$ のこう配が小さくなるため、乱れの生成が抑制される。

ベンド出口 $\varphi=90^\circ$ では、曲がり管固有の二次流れが最も強くなり⁽⁷⁾、 $\varphi=60^\circ$ で見られた一対の渦は明りょうな形に成長する。しかし、流入した旋回流れの影響を受けて二次流れは上下方向に非対称な渦対となり、管壁に沿う内向きの二次流れは断面の内側下方で合流する。そして、壁面近傍の低速流体や強い乱れは壁面に沿って内側へ向かう二次流れによってこの合流部へ輸送される。また、曲がり外側の軸方向流れは強い順圧力こう配によって加速される。

ベンド下流 $z=1d \sim 2d$ になると、ベンド出口で内側下方の壁面近傍に集められた軸方向速度の低速領域と乱れの強い領域が二次流れによって管中央部へ輸送され、大きく広がる。また、遠心力の作用が消滅するため断面中央部の二次流れの外向きの成分は急激に減

衰し、内外壁の圧力差もほぼなくなるためこの圧力差に基づく二次流れの管壁近傍の内向き成分も弱くなる。その結果、流入した流れの旋回方向とベンド内で形成される二次流れの回転方向が同じである上側の渦が優勢となり、下側の逆回転渦はやがて消滅するようになる。そして、流れの様式は全体として流入した旋回流れと同じ反時計方向へ回転しながら下流する。

$z=5d \sim 10d$ では、旋回方向とは逆方向に回転する二次流れの渦はほぼ消滅し、ベンド上流と同様再び一方方向へ旋回するようになるが、二次流れは全体的にかなり減衰する。また、軸方向流れの速度こう配は管壁付近を除いてかなり緩やかになるため、乱れのエネルギーも断面全体で弱くなり、通常の直管内流れの場合と類似した軸対称な分布を示すようになる。

二次流れのフローパターンが管軸方向へどのように変化していくかを下流側から見た形で模式図にすると図4のようになる。

3・3 断面平均量 曲がり管内の流れでは遠心力の作用のために高速領域が管中心部からずれ、断面内で流れの偏りを生じるが、旋回流れが流入すると既述のようにフローパターンが旋回を伴わない場合とはかなり異なり、流れの偏りも当然異なってくる。そこで、流れの偏りの指標として

$$\bar{x} = \frac{8}{\pi d^3 W_a} \int_0^{2\pi} \int_0^a (r \sin \theta) \bar{W} \cdot r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

Fig. 4 Illustration of secondary flow

$$\bar{y} = \frac{8}{\pi d^3 W_a} \int_0^{2\pi} \int_0^a (-r \cos \theta) \bar{W} \cdot r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (4)$$

を求め、図示したのが図5である。旋回がない場合は二次流れが上下対称の渦となるため偏りを示す座標 $(\bar{x}, \bar{y})$ は水平軸上を移動するが、旋回を伴う流れでは二次流れが上下非対称となるため偏りを示す座標も上下、左右に変化する。

断面内を周回する二次流れの強さと乱れのエネルギーの変化を調べるため、次の断面平均量

$$I_s = \frac{4}{\pi d^2 W_a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a (\bar{U}^2 + \bar{V}^2) r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$k_a = \frac{4}{\pi d^2 W_a^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (6)$$

を求め、管軸方向へプロットした結果を図6に示す。比較のため、旋回のない $\alpha=0^\circ$ ⁽⁷⁾と強い旋回 $\alpha=20^\circ$ ($\Omega_0=0.320$)⁽⁴⁾の結果もあわせて示す。

ベンド上流 $z'=-1d$ では、二次流れの強さ I_s の算出に流れの旋回速度を用いているので弱い旋回 $\alpha=5^\circ$ の I_s 値は旋回のない $\alpha=0^\circ$ よりも当然大きくなるが、ベンド入口 $\varphi=0^\circ$ では管断面内の圧力差によって生じる内向きの流れ⁽⁷⁾のため旋回成分の一部が弱くなって I_s 値は減少する。

ベンド部 $\varphi=30^\circ\sim 90^\circ$ にかけて管路の曲がりに基づく二次流れは急速に強くなるが、 $\alpha=5^\circ$ の I_s は $\alpha=0^\circ$ の場合に比べてかなり小さく、曲がり管固有の二次流れが最大となるベンド出口 $\varphi=90^\circ$ では $\alpha=0^\circ$ に比べ約半分程度の値にしか達しない。これは、断面内の流動状態で説明したように、旋回のない $\alpha=0^\circ$ の場合⁽⁷⁾には遠心力の作用と内外壁の圧力差によってベンド内

Fig.5 Bias of primary flow

に二次流れの形成する渦対が急速に発達するが、旋回流れが流入する場合には旋回流れに対して逆回転する渦の発生・成長が抑制されるため、断面全体では断面内を周回する流れが弱くなることによる。また逆回転渦の成長が抑制されることに伴って、壁面近傍で生成された強い乱れを管中央部へ対流輸送する効果が弱くなるとともに後述のように軸方向の乱れ w' の生成が減少するため、 $\alpha=0^\circ$ に比べて断面全体の乱れのエネルギーも弱くなる。しかし、逆回転渦が管壁近くに明りょうに形成される $\varphi=60^\circ$ より下流では k_a 値は徐々に増加するようになる。ベンド内流れの流動機構に大きい影響を及ぼすこのような逆回転渦の役割は、繰返しベンド内の流れ⁽⁸⁾における現象と同じである。

ベンド流出後の流れには遠心力が作用しないので断面内の二次流れは減衰するが、下流 $z=10d$ では I_s 値は $\alpha=0^\circ$ の場合より大きい値を示す。特に二次流れの生成が流れに作用する遠心力に起因する旋回のない $\alpha=0^\circ$ の場合の I_s の減衰は大きい。また、ベンド上流 $z'=-1d$ で見られるように一般に直管内流れに旋回流れを付加すると乱れは強くなるが、二次流れが一方

(a) Intensity of secondary flow

(b) Turbulence energy

Fig.6 Variation of cross-sectional average

向への旋回流れとなる下流 $z=10d$ における $\alpha=5^\circ$ の k_a 値は、かなり直管内流れに回復した状態の $\alpha=0^\circ$ に比べてやや大きい値を示す。

上述のように流れがベンドを通過する際、あらかじめ弱い旋回を与えると流れの旋回成分と曲がり管固有の二次流れの干渉により断面内を周回する流れと乱れの増加がかなり長い区間にわたって抑制される。そこで流れに旋回を与えることにより、乱れの増加が抑制されることについてもう少し詳しく調べてみよう。乱れのエネルギーの断面平均値 k_a の値が $\alpha=0^\circ$ の場合よりも小さくなる $\varphi=60^\circ$ 断面内の三方向の乱れの強さを示したのが図7である。図7(a)～(d)はそれぞれ周方向位置が $\theta=0^\circ, 180^\circ$, $\theta=315^\circ, 135^\circ$, $\theta=270^\circ, 90^\circ$, $\theta=225^\circ, 45^\circ$ における乱れの分布を表し、図7(a)

の左側が中央垂直面内の下壁側、右側が上壁側に、また図7(b)～(d)の左側が曲がりの内壁側、右側が外壁側に対応する。なお、図7には比較のため $\alpha=0^\circ$ の結果も併せて示す。半径方向および周方向の乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/W_a$, $\sqrt{v'^2}/W_a$ は、おもに管中央部で $\alpha=5^\circ$ のほうが $\alpha=0^\circ$ に比べていくぶん大きくなっているが、管軸方向の乱れの強さ $\sqrt{w'^2}/W_a$ は $\alpha=5^\circ$ と 0° で大きく異なり、 $\alpha=5^\circ$ の管軸方向の乱れは断面全体にわたって抑制され、その値は $\alpha=0^\circ$ の場合に比べて小さくなる。この w' の抑制は曲がりの内側よりも曲がりの外側部分 ($\theta=135^\circ, 90^\circ, 45^\circ$) においてより顕著となる。以上のことから弱い旋回 $\alpha=5^\circ$ の場合に見られる乱れの抑制は、管軸方向の乱れ w' が抑制された結

Fig. 7 Distribution of turbulence intensity ($\varphi=60^\circ$)

(a) Contour line of axial velocity (b) Velocity vector diagram for secondary flow (c) Contour line of turbulence energy

Fig. 8 Mean flow and turbulence energy in cross section ($\varphi=60^\circ$)

果であると考えられる。この w' が $\alpha=0^\circ$ の場合と比べて小さくなる理由として、図8に見られるように、管断面内を内側より外側に向かう二次流れが $\alpha=0^\circ$ の流れより小さくなるため中央部高速流体の外側への輸送が抑えられ、 w' の生成に大きく寄与する外側壁近くの速度こう配 $\partial \bar{W} / \partial r$ が $\alpha=0^\circ$ の場合ほど大きくならないこと、および二次流れによる壁面近くに生成される大きな乱れの管中央部への輸送が制限されるためと考えられる。その結果として、乱れのエネルギーが無旋回の場合に比して小さくなるものと推測される。

4. 結 論

比較的弱い旋回流れが円形断面をした 90° ベンドに流入する場合について実験を行い、以下の知見を得た。

(1) ベンドへ流入する流れに弱い旋回を付加すると、ベンド部で発生する曲がり管固有の二次流れ、特に旋回流れに対して逆回転する渦の発生・成長が抑制されて断面内には複雑な二次流れが形成され、それに伴って軸方向速度も無旋回流れの場合とはかなり異なった分布を示す。

(2) 付与された流れの旋回成分と曲がり管固有の二次流れの干渉の結果、断面内の二次流れの強さは無旋回流れに比して弱くなる。

(3) 無旋回流れの場合に比べ軸方向速度および二次流れの分布が異なってくる結果、特に管路の外側壁付近の軸方向の速度の変動成分 w' の生成が少なくなるとともに壁近傍の乱れの二次流れによる輸送作用が小さくなるため、全体として断面内の乱れは無旋回流れのそれより弱くなる。

(4) 上記の結果より、流入する流れに付与する旋回強さを加減することにより、断面内の二次流れおよび乱れの強さをある程度制御することができる。

ここに、本実験に協力いただいた当時の大学院生高岡俊志君および学部生前岡宏幸君に謝意を表す。

文 献

- (1) 村上光清・清水幸丸, 機論, 43-375 (1977), 4127-4138.
- (2) 清水幸丸・杉野公一, 機論, 46-401, B (1980), 18-28.
- (3) Kitoh, O., *J. Fluid Mech.*, 175 (1987), 429-446.
- (4) 須藤浩三・高見敏弘, 機論, 60-570, B (1994), 464-472.
- (5) 須藤浩三・野村忠宏・檜原秀樹, ターボ機械, 23-12 (1995), 700-706.
- (6) 須藤浩三・高見敏弘・檜原秀樹, 機論, 58-546, B (1992), 379-385.
- (7) 須藤浩三・高見敏弘・矢野賢司, 機論, 58-548, B (1992), 1015-1021.
- (8) 須藤浩三・高見敏弘・藤田昭文, ターボ機械, 21-6 (1993), 329-335.
- (9) ASME(日本機械学会誌), 計測の不確かさ, (1987), 26, 丸善.