曲がり管内流れの発達過程*

須藤 浩三^{*1}, 檜原 秀樹^{*1}

Developing Turbulent Flow in a Curved Pipe

Kozo SUDO^{*2} and Hideki HIBARA^{*2} Hiroshima University, Faculty of Engineering,
4-1, Kagamiyama 1 chome, Higashi-Hiroshima, Hiroshima, 739-8527 Japan

An experimental study has been carried out for the developing flow in a curved 270 deg pipe without upstream tangent. Three components of mean and fluctuating velocities were measured by the technique of rotating a probe with an inclined hot wire and an intermittency factor was obtained from the wavy form of axial velocity component under a Reynolds number of 120 000. The flow patterns of main and secondary stream, and the distribution of the intermittency factor in pipe section are illustrated with figures and explanations are added on the process of phenomena in the streamwise direction and the transition from non-turbulence flow to turbulent flow. Also, the experimental results are compared with these of the curved pipe flow with upstream tangent and the influence of the upstream tangent on the curved pipe flow are examined.

Key Words: Turbulent Flow, Pipe Flow, Velocity Distribution, Secondary Flow, Transition Curved Pipe, Developing Flow, Intermittency factor

1. 緒 言

曲がった管路内の流れは、各種プラントの配管系あるいは熱交換器などにみられ、工業上重要な流れである。このため、曲がり管内流れについては古くから研究が行われ多くの成果⁽¹⁾が報告されている。しかし、これらの報告は、曲がり管部の上流に直管部を有し、流れが十分に発達した状態で曲がり部に流入する場合を取扱ったものがほとんどである。しかし、実際の曲がり管内の流れには、建物内の空気を換気するために用いられる吸気・排気管あるいは発電所の冷却水の取水管等のように、静止流体がすぐに曲がり管へ流入する場合も数多くみられる。静止流体が直接曲がり管部に流入する場合、ほぼ様な速度分布をもつ速度変動の少ない流れが管路入口より流入するため、十分に発達した乱流の速度分布をもつ流れが曲がり管へ流入する場合とでは、下流の助走区間における流れは大きく異なることが予測される。このような様な速度分布をもつ速度変動の少ない流れが下流方向に発達していく場合についての研究は、直円管内流れについては数

多くの報告⁽²⁾がなされているが、曲がり管内流れの場合についての報告は著者らが知る限り見当たらない。

そこで本研究では、曲率半径比 $R_c/a=15$ の円形 240° 曲がり管内に速度変動が小さい様な速度分布を有する流れが流入する場合について、管路入口から下流の領域にわたる時間平均速度、速度波形および変動速度等を熱線流速計を用いて、また、壁面静圧分布を静電容量式差圧変換器を用いて測定し、曲がり円管の助走区間における流れの発達過程について調べた。

2. おもな記号

a : 管半径 (=52 mm)

C_p : 圧力係数 $= (p - p_{\text{ref}}) / (\rho W_a^2 / 2)$

d : 管直径 (=104 mm)

k : 乱れのエネルギー $[(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) / 2]$

p : 壁面静圧

p_{ref} : 整流用固定流路の壁面静圧

R_c : 曲がり管の曲率半径 (=780 mm)

Re : レイノルズ数 $(= W_a \cdot d / \nu \approx 120\,000)$

(r, θ, φ) : 座標系

(U, V, W) : (r, θ, φ) 方向の速度の瞬時値

$(\overline{U}, \overline{V}, \overline{W})$: (r, θ, φ) 方向の時間平均速度

(u', v', w') : (r, θ, φ) 方向の変動速度

* 原稿受付 1999年3月8日。

^{*1} 正員, 広島大学工学部 (〒739-8527 広島市鏡山 1-4-1)。

E-mail: sudo@mec.hiroshima-u.ac.jp

W_a : 断面平均速度 (≈ 17.4 m/s)

ρ : 流体の密度

ν : 流体の動粘度

γ : 間欠係数

3. 実験装置および方法

本研究に使用した装置の概略および座標系を図1に示す。装置は整流用固定流路、絞り部、供試流路部、送風機、熱線を含む計測装置および熱線のトラバース装置から構成されている。作動流体の空気は、整流用固定流路内で整流された後、入口径 252 mm、出口径 104 mm の絞り部を通り、供試曲がり管へと流入する。整流用固定流路は、一辺 1000 mm の正方形断面を有する長さ 1500 mm の流路で、供試管路入口における乱れを小さくするために流路入口、下流 250, 500 mm にそれぞれ 12, 20, 20 メッシュの 3 枚のスクリーンを設けてあり、これにより管路入口の変動速度の rms 値 $\sqrt{w'^2}$ は断面平均流速の 0.5% 以下となる。供

(a) Experimental apparatus

(b) Coordinate system

Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus and Coordinate system

試流路部は、管径 104 mm、曲率半径 $R_c=780$ mm (曲率半径比 $R_c/a=15$) の円形断面を有する 240° 曲がり管である。

流速の測定には熱線流速計を用い、3 方向の時間平均速度および変動速度の測定には単一傾斜熱線をプローブ軸回りに回転させる回転プローブ法⁽³⁾により、速度波形の測定には I 形熱線を使って行った。壁面静圧の測定には静電容量式差圧変換器を使用し、円周方向に 22.5° 間隔で壁面に設けられた直径 0.5 mm の静圧孔を通して圧力を測定した。

実験はレイノルズ数 $Re \approx 120\,000$ (断面平均流速 $W_a \approx 17.4$ m/s) のもとで行い、測定は流れの対称性を確認した後、管路の下半断面について行った。まず始めに、流れ場の概略を把握するため、曲がり管入口 $\varphi=0^\circ$ から $\varphi=120^\circ$ までを曲がり角 10° 間隔で、 $\varphi=120^\circ$ から $\varphi=180^\circ$ までを曲がり角 30° 間隔で計 15 断面において、管軸を含む水平面内および垂直面内の速度分布を I 形熱線を使って測定した。その後、 $\varphi=0^\circ \sim 180^\circ$ までを曲がり角 30° 間隔で計 7 断面において、断面内の三方向の速度分布を単一傾斜熱線を用いて、間欠係数を I 形熱線を用いて測定した。断面内の速度および間欠係数の測定は、断面内を周方向に 15° 間隔、半径方向に壁から 2~8 mm までを 3 mm 間隔、それより内部の領域を 4 mm 間隔で分割してできる格子点 (合計 120 点) 上で行った (図 2)。

なお、計測の不確かさ U_{RSS} ⁽⁴⁾ は、平均速度: $\pm 5.68\%$ 、二次相関: $\pm 5.08\%$ 、壁面静圧: $\pm 3.35\%$ である。

Fig.2 Measured points

Fig.3 Axial distribution of wall static pressure

ある。

4. 実験結果および考察

4.1 圧力分布と速度分布 壁面静圧の管軸方向分布を圧力係数 C_p の形で図3に、壁面静圧の周方向分布を壁面圧力係数 C_p とその平均値

$$\overline{C_p} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} C_p d\theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

との差 $\Delta C_p (= C_p - \overline{C_p})$ で表したものを図4に示す。なお、図4の壁面静圧の周方向分布では、内側の円周が $\Delta C_p = 0$ を、外側の円周が $\Delta C_p = +0.25$ 、中心が $\Delta C_p = -0.25$ を表す。

曲がり管入口 $\varphi = 0^\circ$ では、壁面静圧は、下流曲がり管の影響をすでに受け曲がり外側のほうが内側よりわずかに高くなり、周方向の壁面静圧は外側から内側に向かって低下する分布となる。曲がり管流入後の $\varphi = 0 \sim 10^\circ$ 付近では、壁面静圧の軸方向分布は曲がり外側で緩やかな逆圧力こう配を、曲がり内側では順圧力こう配を示し、内外壁の圧力差は下流に進むにつれて大きくなる。 $\varphi = 10^\circ$ になると、曲がり外側の壁面静圧は順圧力こう配へと転じ、 $\varphi = 30^\circ$ 付近より下流では内外壁の圧力差はほぼ同じ値を保持するとともに壁面静圧の周方向分布はあまり変わらなくなる。なお、図3中のこう配表示 $d\overline{C_p}/d\varphi$ は、曲がり部の上流に直管を有する場合の流れが発達した区間の圧力こう配⁽⁵⁾を表す。

断面内の流れが下流方向へ変化していく様子を、管断面内における軸方向速度の等速度線図と二次流れの

ベクトル線図を用いて図5に示す。なお、等速度線図中の数値は $\overline{W}/W_a$ を表し、速度ベクトルは断面平均流速 W_a が $d/2$ の大きさに相当するように描かれている。

曲がり管入口 $\varphi = 0^\circ$ では、壁面静圧が下流曲がり管の影響を受けて曲がり外側のほうが内側よりわずかに高くなることに対応して、二次流れの速度ベクトル図には断面全体にわたり弱い内向きの流れがみられる。しかし、軸方向の速度分布にはその影響はほとんどみられず、壁のごく近傍を除いて一様な分布となる。

$\varphi = 30^\circ$ になると、遠心力により誘起される曲がり管特有の二次流れ、すなわち、断面中央では内側から外側へ、壁面近傍では外側から内側へ向かう一対の渦が形成される。また、壁面側では流れは乱流へと移行し、軸方向速度の低速領域が壁面から管中心に向かって拡大し始める。このため、管中央部の非乱流領域は縮小するとともに、そこでの軸方向速度は加速する。この加速の程度は外壁側よりも内壁側において大きい(後述の図6参照)。このように曲がりの外側よりも内壁側において軸方向速度の加速が大きくなるのは、壁面圧力の軸方向分布が曲がりの外側で逆圧力こう配、内側で順圧こう配となっていることに起因する。

その後、曲がり管特有の二次流れはさらに発達し、これにより断面中央部の高速流体は、曲がりの外側へ、一方、管壁近傍の低速流体は曲がりの内側へ輸送される。このため、 $\varphi = 60^\circ$ の $\overline{W}$ の等速度線図では高速の非乱流領域が外側に偏るとともに、内側に低速領域がみられるようになる。

Fig. 4 Circumferential distribution of wall static pressure

Fig. 5 Mean flow in the cross section (Upper figure: Contours of axial velocity. Lower figure: Velocity vector diagrams of secondary flow)

Fig. 6 Distribution of axial velocity

$\varphi=90^\circ$ 付近になると、曲がり内側の低速領域はさらに管中心方向へ拡大し、等速度線図は曲がりの内側に低速領域、外側に高速領域をもち、この高速領域が内壁側の低速領域を取り囲む曲がり管特有の分布を示すようになる。また、低速領域の拡大により高速領域の流体は上流よりもさらに加速する。二次流れは、管中央部から内側にかけて遠心力が低下するためやや弱くなる。

$\varphi=120^\circ$ 付近においても、軸方向速度の高速領域は依然として曲がり外側に偏ったままである。管中心から曲がりの内側の領域では、後述のように、流れは乱流へと移行し、軸方向の運動量の拡散が進むため、軸

方向速度の高速領域($\bar{W}/W_a=1.1$ の等値線)は縮小する。このため遠心力の作用は弱くなり、二次流れは減衰する。以後、下流では、流動状態に大きな変化はみられないが、下流に進むにつれて曲がり外側の流れも乱流へと移行し始めるため、軸方向の運動量の拡散はさらに進む。このため管中央部の外側にみられた $\bar{W}/W_a \geq 1.15$ の高速領域は下流に進むにつれて縮小する。

また、参考までに、曲がり管の水平面($\theta=-90^\circ, 90^\circ$)および垂直面($\theta=0^\circ$)内における軸方向速度 $\bar{W}$ の分布が下流方向へ変化する様子を示すと図6のようになる。

4.2 乱流域の発達過程 管中心軸上および管軸

Fig. 7 Wavy form of axial velocity component

Fig. 8 Contours of intermittency factor

を含む水平面上の $r=36\text{ mm}$ の位置における曲がりの外側 ($\theta=90^\circ$) および内側 ($\theta=-90^\circ$) の速度波形を図 7 に示す。

管路入口 $\varphi=0^\circ$ の速度波形図には、いずれの位置においても変動はみられず、流れは非乱流である。 $\varphi=30^\circ$ になると、曲がりの内側、外側においてごくわずかな変動成分がみられるようになる。 $\varphi=60^\circ$ になると、曲がりの内側で波形図に大きな変動がみられ、そこでの流れは乱流となる。一方、外側では、波形図に時たまやや大きい変動がみられるようになり、そこでは非乱流と乱流が間欠的に現れる流れとなる。下流の $\varphi=90^\circ$ になると、曲がりの内側の速度変動の激し

い流れが二次流れによって管中央部に輸送されるため、管中心軸上でも波形図上にかなり頻繁に変動がみられるようになる。しかし、曲がりの外側では速度波形は上流に比べて変動に現れる頻度がやや多くなる程度である。下流に進むにつれて、管中心軸上および曲がりの外側では波形図中に変動のみられる割合がさらに大きくなり、変動の振幅も増大する。この速度波形の結果から、曲がり管の水平面内では、乱流が間欠的に現れる状態から完全な乱流へと遷移する様子は半径方向位置によって異なり、壁の近傍を除くと曲がりの内側、管中央部、外側の順により上流側で乱流へ遷移していくことがわかる。

次に、断面内において流れが乱流への発達していく様子を、全測定時間に対して乱流が占める時間割合を表す間欠係数 γ の等値線図を用いて図8に示す。なお、間欠係数 γ は以下に述べる方法によって算出した。すなわち、流れが乱流とみなせる場合には1、それ以外は零となる間欠性関数 $I(t)$ を考え、速度波形の結果から各時刻における間欠性関数 $I(t)$ を求めて間欠係数 γ を算出した。ここで、間欠性関数 $I(t)$ において乱流、非乱流を判定する識別関数には、 $\partial W/\partial t$ 、 $\partial^2 W/\partial t^2$ を用いた⁽⁶⁾⁽⁷⁾。すなわち、速度波形の結果から $\partial W/\partial t$ 、 $\partial^2 W/\partial t^2$ を求め、その絶対値がどちらもそれぞれの数値を超えた場合、流れは乱流であるとみなし、その時刻の間欠性関数 $I(t)=1$ とした。ここで数値は、十分に発達した直円管流れにおいて間欠係数が $\gamma=1$ となるように決めた。

入口 $\varphi=0^\circ$ では、いずれの半径位置においても壁面のごく近傍を除いて間欠係数 $\gamma=0$ となり、そこでの流れはつねに非乱流である。

$\varphi=30^\circ$ では、壁面側より流れは乱流状態へと移行し、壁面近傍に $\gamma=1$ の完全な乱流領域、そしてその内側に乱流・非乱流が交互に現れる間欠領域が広がるため、管中央部の間欠係数 γ の小さいほぼ非乱流状態の領域は縮小する。

$\varphi=60^\circ\sim 90^\circ$ では、曲がり管特有の二次流れにより中央部の高速の非乱流領域は外側へ偏る。このため、曲がりの外側では流れの乱流への移行が抑制され、そこでの等値線図は上流とあまり変わらない。しかし、内側では壁近傍の乱流へ移行した流れが二次流れにより運ばれてくるため、流れは乱流状態へ急速に移行し、 $\gamma=1$ の乱流領域およびその内側の間欠領域が管中心方向に向かって拡大する。これに伴い、内側の非乱流領域は急速に縮小する。

$\varphi=120^\circ$ 付近になると、曲がりの内側ではほぼ乱流

状態へ移行する。一方、外側では、非乱流領域はなくなり、乱流・非乱流が交互に現れる間欠的な流れとなる。

さらに下流では、曲がりの外側の間欠的な流れの領域は縮小するとともに領域内の間欠係数の値も大きくなり、乱流状態へと移行していくが、 $\varphi=180^\circ$ 付近においてもこの間欠領域は存在し、流れは、完全に発達した乱流状態には至らない。

以上のことから、非乱流状態の流れが曲がり管に入ると、断面内の流れは、壁の近傍を除くと曲がりの内側、管中央部、外側の順により上流側で乱流へと遷移していくことがわかる。

4.3 乱れのエネルギー k の分布 断面内の速度変動の様子を知るために、乱れのエネルギー k の等値線図を図9に示す。なお、図9中の数値は $k/W_a^2 \times 10^2$ を表す。

入口 $\varphi=0^\circ$ では、いずれの半径位置においても壁面のごく近傍を除いて間欠係数 $\gamma=0$ の非乱流状態となるため、乱れのエネルギー k の等値線図は、管壁のごく近傍を除いてほぼ零となる。

$\varphi=30^\circ$ になると、壁近傍の速度こう配 $\partial \bar{W}/\partial r$ の大きい領域で乱れが生成されるため、そこでは k の大きい領域が現れる。しかし、管中央部では流れが依然として非乱流状態なのでそこでは k はほぼ零となる。

$\varphi=60^\circ$ になると、 $\varphi=30^\circ$ 付近よりみられる曲がり管特有の二次流れにより壁近傍で生じた乱れが内側へ運ばれるため、 k の大きい領域が内側から中心へ向かって拡大する。

$\varphi=90^\circ$ になると、二次流れにより曲がり内側から管中央へ輸送される低速流体の周辺で速度こう配 $\partial \bar{W}/\partial r$ 、 $\partial \bar{W}/\partial \theta$ が大きくなるため、そこでは k の大きい領域 ($k/W_a^2 \times 10^2 = 0.25$ の等値線) が現れる。

$\varphi=120^\circ$ より下流では、下流に進むにつれて曲がり

Fig. 9 Contours of turbulence energy

外側の間欠係数の小さい領域が縮小していくことに伴って k の小さい領域(例えば $k/W_a^2 \times 10^2 = 0.07$ の等値線)は縮小していく。その他の領域では軸方向の運動量が壁際まで拡散し、速度分布がなだらかになって、速度こう配 $\partial \bar{W}/\partial r$, $\partial \bar{W}/\partial \theta$ が小さくなるため、壁近傍を除いて k の値は小さくなる。

4.4 断面平均量 曲がり管内の流れの発達過程において、主流の偏り、二次流れの強さおよび乱れのエネルギーが流れ方向に変化していく様子を調べるために、次の断面平均量

$$\frac{\bar{x}}{d} = \frac{8}{\pi d^2 W_a} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{d/2} \left(\frac{r \sin \theta}{d} \right) \bar{W} r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$I_s = \frac{8}{\pi d^2 W_a^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{d/2} (\bar{U}^2 + \bar{V}^2) r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$k_a = \frac{8}{\pi d^2 W_a^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{d/2} \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) r dr d\theta \quad \dots\dots\dots (4)$$

を求め、管軸方向に整理した結果を図 10 に示す。なお、図 10 には後で比較を行うため、曲がり管の上流側に直管を有する場合の結果も併せて示してある。

曲がり管入口 $\varphi=0^\circ$ では流れの偏りはなく軸対称な流れとなるが、曲がり管流入後、下流方向への圧力こう配 $\partial p/\partial \varphi$ が内側では順圧力こう配、外側では緩やかな逆圧力こう配となるため軸方向流れは曲がりの

内側でわずかに加速される。このため、流れは $\varphi=30^\circ$ 付近でいったんわずかに曲がりの内側に偏る。その後下流では、二次流れの成長に伴い管中央部の高速流体は曲がりの外側へ、管壁近傍の低速流体が曲がりの外側から内側に運ばれるため、主流は曲がりの外側に偏り始める。 $\varphi=120^\circ$ 付近より下流では主流の偏りを表す $\bar{x}/d$ はほぼ一定値で推移する。

二次流れの強さ I_s は曲がり管流入後、境界層の発達とともに管中央部の非乱流領域の流体の速度が増速し、遠心力の作用が強まるため、単調に増大し、 $\varphi=60^\circ$ 付近で最大となる。その後、軸方向流れの低速流体が曲がりの内側から管中央部に輸送され、遠心力の作用が低下するため、 $\varphi=90^\circ$ 付近の二次流れの強さ I_s はわずかに小さくなる。さらに下流では、流れが乱流状態に移行し、運動量の拡散が進むため、軸方向速度の高速領域は縮小し、遠心力の作用はさらに低下する。このため二次流れは $\varphi=120^\circ$ 付近まで減衰し、以後下流ではほぼ同じ強さの二次流れとなる。

曲がり管入口 $\varphi=0^\circ$ から $\varphi=90^\circ$ 付近までは二次流れが成長し、その強さが維持されるため、壁面近傍で生成された乱れが二次流れによって広く断面内に輸送される。そのため、乱れのエネルギー k_a は急速に強くなるが、二次流れが弱くなりほぼ一定の値となる $\varphi=120^\circ$ 付近より下流では、乱れのエネルギー k_a もほぼ一定値を示す。

4.5 上流に直管を有する場合との比較 本節では、曲がり管の上流側に直管が接続されている場合とそうでない場合の流動状態の違いについてみる。

断面平均量については、先ほどの図 10 に比較して示してある。また、参考のため、直管を有する場合の下流 $\varphi=180^\circ$ における軸方向速度の等速度線図、二次流れの速度ベクトル図および乱れのエネルギー k の等値線図を図 11 に示す。

前述のように、流れは曲がり外側に偏る前にいったん内側に偏るが、直管のある場合にはすぐに外側に偏り始める。その後、流れの偏りは、直管のある場合には $\varphi=60^\circ$ 付近より下流ではあまり変わらなくなるのに対し、直管のない場合には $\varphi=120^\circ$ 付近まで増加し続ける。このため、下流 $\varphi=180^\circ$ の流れの偏りは、直

Fig. 10 Streamwise variation of cross-sectional averages

Fig. 11 Curved pipe flow with upstream tangent ($\varphi=180^\circ$)

管のない場合のほうがかなり大きくなる。

二次流れの強さは、いずれの場合も曲がり管流入後増大するが、直管のある場合には $\varphi=30^\circ$ 付近で最大となり、その値は直管のない場合より大きい。しかし、下流の $\varphi=120^\circ\sim 180^\circ$ 付近の二次流れの強さは、上流直管の有無によらず、ほぼ同じ値となる。

乱れのエネルギー k_a は、曲がり管入口では、当然、直管を有する場合のほうが大きくなるが、その後、直管を有する場合には緩やかに減衰、直管のない場合には逆に増加し、 $\varphi=120^\circ$ 付近より下流では両者の大きさはほぼ同じとなる。

この上流側直管の有無による違いは、以下のように考えられる。すなわち、直管を有する場合、入口での軸方向速度は直管のない場合に比べて管路の中央部の広い範囲で高速となり、強い二次流れが生成される。この二次流れによって中央部の高速域の流体が外壁側へ輸送されるため、流れは入口より外壁側へ偏る。そして流れが発達するにつれて、偏りはほぼ一定となる。一方、上流側に直管のない場合は、前述のように入口付近では内壁側で順圧、外壁側で逆圧となるため、内壁付近の流体が加速されて流れは内側に偏るが、流れが発達するにつれて曲がり管特有の二次流れが成長し、高速流体が外側で運ばれるため流れも外壁側へ偏る。しかも、外側では乱流化が遅れるため速い速度の領域が維持され、その偏り量が大きくなる。また、上流に直管を有する場合、曲がり管流入後、二次流れは急速に成長し、この強い二次流れにより内側の主流の低速領域が管中央部へ急速に輸送される。その結果、遠心力の作用が低下し、二次流れはすぐに減衰し始める。これに対し、直管のない場合、二次流れの成長は緩やかなため内側の低速領域の管中心部への移動が遅くなることに加え、流れの乱流化が外側で遅れて速い速度の領域がより下流まで維持されるため、遠心力の作用も維持される。このため、直管を有する場合に比べてより下流まで二次流れは成長を続け、その後の減衰も緩やかとなる。したがって、二次流れの強さが最大となる位置は直管を有する場合のほうがより上流側で現れ、その値も大きくなるが、二次流れが減衰しほぼ一定となる下流では、上流直管の有無によらずほぼ同じ値となる。乱れのエネルギー k_a は、いずれの場合も、流れが発達するにつれて強い乱れの領域が管壁付近に集中し、管中央の広い範囲で乱れが弱くなるため、 $\varphi=120^\circ$ 付近より下流では、上流直管の有無によらずほぼ同じ値となる。

5. 結 論

曲率半径比 15 の円形 240° 曲がり管内に、速度変動が小さい一様な速度分布を有する流れが流入する場合について、管路入口から下流の領域にわたって時間平均速度、速度波形、変動速度および壁面静圧分布を測定し、曲がり円管の助走区間における流れの発達過程について調べた結果、以下の結論を得た。

(1) 軸方向流れは、曲がり管入口 $\varphi=0^\circ$ では偏りではなく軸対称な流れとなるが、曲がり管流入後 $\varphi=30^\circ$ 付近でいったんわずかに曲がり管内側に偏る。その後下流では、二次流れの成長に伴い軸方向流れは曲がりの外側に偏り始め、 $\varphi=120^\circ$ 付近より下流の偏りはほぼ一定となる。

(2) 二次流れの強さは、曲がり管流入後、単調に増大し、 $\varphi=60^\circ$ 付近で最大となる。その後、二次流れの強さは $\varphi=90^\circ\sim 120^\circ$ にかけてわずかに減衰した後、 $\varphi=120^\circ$ 付近より下流ではほぼ同じ値となる。

(3) 乱れのエネルギー k_a は、曲がり管入口 $\varphi=0^\circ$ から 90° 付近までは急速に強くなるが、二次流れが弱くなる $\varphi=120^\circ$ 付近より下流では、乱れのエネルギー k_a の増加の程度はわずかとなる。

(4) 非乱流状態の流れが曲がり管に流入すると、断面内の流れは、壁の近傍を除くと曲がりの内側、管中央部、外側の順に、より上流側で乱流へと遷移していく。

(5) 下流 $\varphi=180^\circ$ で比較したとき、主流の偏りは、上流に直管部のない場合のほうが直管を有する場合より大きくなる。一方、二次流れの強さおよび乱れのエネルギーは、上流直管の有無によらずほぼ同じ値となる。

ここに、本実験に協力いただいた大学院生 宮内健裕君に謝意を表する。

文 献

- (1) 例えば, Rowe, M., *J. Fluid. Mech.*, **43**(1970), 771-783.
- (2) 例えば, 菱田幹雄・ほか 2 名, 機論, **42**-358(1976), 1794-1801.
- (3) 須藤浩三・ほか 2 名, 機論, **58**-546, B(1992), 379-385.
- (4) ASME(日本機械学会訳), 計測の不確かさ, (1987), 26, 丸善.
- (5) 須藤浩三・ほか 3 名, ターボ機械, **23**-8(1995), 455-460.
- (6) Hedley, T. B. and Keffer, J. F., *J. Fluid. Mech.*, **64**(1974), 625-644.
- (7) 高曾徹・大橋秀雄, 機論, **47**-421(1981), 1715-1725.