回転曲がりダクトによる遠心羽根車内の 二次流れと損失生成機構の解明* (第2報, 入口ピッチ方向速度分布の影響)

辻 田 星 歩^{*1}, 右 田 和 也^{*2}

Investigation for Secondary Flow and Loss Generation Mechanisms within Centrifugal Impeller by Using Rotating Curved Duct (2nd Report, Influence of Inlet Pitchwise Velocity Distribution)

Hoshio TSUJITA^{*3} and Kazuya MIGITA^{*3} Department of Mechanical Engineering, Hosei University,
3-7-2 Kajino-cho, Koganei-shi, Tokyo, 184-8584 Japan

The passage vortex in a centrifugal impeller is generated by the centrifugal force caused by the curvature of impeller passage and the Coriolis force induced by the rotation, and strongly affects the loss generation in the impeller channel. Therefore, the control of passage vortex results in the reduction of loss generation. In the present study, the flow within the rotating curved duct which is considered to be a simplified model for centrifugal impeller channels was analyzed numerically in order to reveal the effects of the inlet pitchwise velocity distribution on the formation of passage vortex. The computed results revealed that the thicker boundary layer on the suction side wall than that on the pressure side at the inlet of the bend suppresses the development of passage vortex and consequently reduces the associated loss generation. Moreover, the results were examined in detail by relating with the flow in a centrifugal impeller.

Key Words: Turbomachinery, Secondary Flow, Computational Fluid Dynamics, Loss Generation, Passage Vortex

1. 結 言

遠心羽根車はポンプ、ターボチャージャおよびガスタービンなどのターボ形の流体機械の主要な構成要素として多用されている⁽¹⁾。その回転する羽根車流路内の相対流れには子午面内の流路の曲率による遠心力に加えて、回転によるコリオリ力が作用することにより非常に複雑な二次流れが誘起される。その二次流れは損失生成の増大を引き起こすだけでなく、壁面付近の境界層内の高損失流体の移動および集積に寄与するため、羽根車出口でのウェークの強さおよびその位置に影響を与える。その結果羽根車性能を左右する主要パラメータである羽根車出口流出角に影響を与える。したがって、遠心羽根車の性能向上には二次流れの制御が不可欠である。

回転する遠心羽根車内の二次流れは流路渦、馬蹄形

渦や漏れ渦等の複数の渦により構成されている。その中で最も支配的なものは流路渦であり、その流路渦生成の基本モデルとして回転曲がりダクトが考えられる。本研究では、回転曲がりダクトのベンド形状を遠心羽根車の子午面形状と関連付け(図1)、羽根車流路内の流れに影響を与える流体力学的パラメータを考慮して回転曲がりダクト内の流れを解析することにより、遠心羽根車流路内の二次流れの形成およびそれによる損失

Fig.1 Centrifugal impeller and rotating curved duct

* 原稿受付 2009年9月24日。

^{*1} 正員, 法政大学理工学部(〒184-8584 小金井市梶野町3-7-2)。

^{*2} 学生員, 法政大学大学院工学研究科。

E-mail: tsujita@hosei.ac.jp

生成機構を解明することを目的としている。また、圧縮性起因する Mach 数や衝撃波と境界層の干渉などの影響を除外するために、実機に比べると比較的低い Reynolds 数の流れを対象としている。直交性の良い計算格子の生成が可能な曲がりダクト内の流れの解析結果は、高い信頼性を有すると考えられる。

第1報⁽²⁾では回転曲がりダクト内の基本的な二次流れが、遠心圧縮機羽根車内の二次流れ⁽³⁾と一致していることを示した。さらに「ベン드의曲率による遠心力」と「回転によるコリオリ力」の比を表す Rossby 数が、回転曲がりダクト内の流路渦の形成および損失生成に与える影響について明らかにした。遠心羽根車の入口速度分布は入射角により変化し、羽根車流路内の二次流れの形成に影響を与える。本報ではこの速度分布の変化を模擬した入口境界条件を与えて、回転曲がりダクト内の流れの数値解析を行うことにより、その変化が二次流れの形成および損失生成へ与える影響について調べた。

2 おもな記号

A_{cps}	: 負荷係数
C_{ps}	: p に基づく静圧係数
C_{ps}^*	: p^* に基づく静圧係数
C_{pt}	: p_t に基づく全圧損失係数
C_{pt}^*	: p_t^* に基づく全圧損失係数
N	: 回転数 [rpm]
p	: 静圧 [Pa]
p^*	: 回転による圧力上昇を除いた静圧 [Pa]
p_t	: 全圧 [Pa]
p_t^*	: 回転による圧力上昇を除いた全圧 [Pa]
Q	: 体積流量 [m^3/s]
R_c	: 平均曲率半径= $0.5(r_i+r_o)$ [m]
Re	: Reynolds 数
Ro	: Rossby 数
R_r	: 半径比= R_c/D
R_{rc}	: ダクト入口での回転半径 [m]
r^*	: 管高さ方向無次元座標= $(r_o-r)/H$
V_c	: 断面平均流速 [m/s]
X_s	: ダクト流路方向無次元座標
ΔC_{pt}	: CE に誘起された流路渦に起因する全圧損失係数
ΔC_{pt}^*	: CO の付加による流路渦の増強に起因する全圧損失係数
β	: ベンド出口での流れ角 [deg.]
δ_v	: 入口速度分布パラメータ
ρ	: 密度 [kg/m^3]

θ	: ベンド内流路方向座標 [deg.]
ω_{iabs}	: V_c で無次元化された相対二次流れ速度成分に基づく渦度の流路方向成分の絶対値 [m^{-1}]
ω	: 角速度 [rad/s]
添字	
i	: 断面質量平均値
ij	: ダクト高さ(k)方向質量平均値
ik	: ダクト幅(j)方向質量平均値

3. 数値解析法

本数値解析法では、回転座標系上の相対流れに対する物理成分テンソル形の定常非圧縮性乱流の基礎方程式を、有限体積法により離散化した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。乱流モデルには標準の $k-\epsilon$ モデルを壁法則と共に用いた。対流項は三次風上差分法により評価した⁽⁶⁾。計算のアルゴリズムは SIMPLE 法であり、収束判定条件は全解析領域での質量残差の総和が入口質量流量の 0.01% 以下になった場合とした。本解析法による計算精度は文献⁽⁵⁾⁽⁷⁾等で検証されている。

4. 曲がりダクトの形状および解析条件

図1および図2に解析対象の曲がりダクトの形状を示す。断面形状は正方形で水力直径 $D=0.04m$ 、曲がり角 $\alpha=90^\circ$ 、平均曲率半径 $R_c=0.092m$ であり、半径比 $R_r=2.3$ である。回転軸から入口側直管中心までの距離で定義される回転半径 $R_{rc}=1.5D$ とした。図1に示すように、本研究では遠心羽根車の子午面内の流路の湾曲を曲がりダクトのベンド部によりモデル化している。遠心羽根車のインデューサ部の湾曲については幾何学的にはモデル化されていないが、その湾曲に起因する遠心力の二次流れへの影響は小さいものとする⁽⁸⁾。

図3に遠心羽根車入口における翼間面内の相対流れの入射角とピッチ方向速度分布の関係を示す。

Fig.2 Dimensions of curved duct

Fig.3 Velocity distribution on blade-to-blade surface of centrifugal impeller

Fig.4 Parameter for inlet velocity distribution

インデューサへの入射角がゼロの場合はほぼ一様速度分布を形成するが、正の入射角に対しては負圧面側で、逆に負の入射角に対しては圧力面側でそれぞれ境界層が発達する。以上のように入射角により変化する羽根車入口ピッチ方向速度分布が、翼間流路内の二次流れおよび損失生成に与える影響を調べるために、本研究では式(1)で定義される入口速度分布パラメータ δ_v により規定される相対速度分布を、回転曲がりダクトの入口境界条件として管幅(j)方向に与え、その内部流れの数値解析を行った。

$$\delta_v = \frac{S - S_v}{S} \quad (1)$$

δ_v は速度勾配域を境界層と見なした場合、管幅 S に対する境界層厚さ $S - S_v$ の割合を表している(図4)。 δ_v は回転曲がりダクトの場合は、速度勾配を付けた側の側壁(BL-wall)に応じて、負圧面側(SS)の場合を δ_{vs} 、圧力面側(PS)の場合を δ_{vp} として示す。また、本研究では静止曲がりダクトを対象とした解析も実施しているが、その場合は負圧面と圧力面の区別はないため δ_v と示す。入口の管高さ(k)方向の速度分布については一様に与えた。出口境界条件としては連続の条件を満足するように主流方向速度を決定した。

本研究においては表1に示す異なる三つの回転数 N に対して、表2に示す入口速度勾配 δ_v をSS側壁とPS側壁のどちらか一方に与えて解析を行った。すべての解析条件において流量が固定されるように、一様流領域の速度 V_U と速度勾配 δ_v を調節して分布を決定した。

Table 1 Calculation conditions

$N(\text{rpm})$	$V_c(\text{m/s})$	$Q(\text{m}^3/\text{s})$	R_o	R_o
50	1.0	1.63×10^{-3}	40,000	2.08
100				1.04
150				0.69

Table 2 Values of δ_v

$\delta_v(\delta_{vs}, \delta_{vp})$						
0.0	0.05	0.1	0.15	0.2	0.25	0.3

(図4)。したがって、本解析条件の設定が意図している遠心羽根車への入射角の変化は、一定回転数に対する流量の変化によるものではなく、回転数および流量を固定した状態での入口案内羽根などによる予旋回の制御によるものである⁽⁹⁾。表1中のRossby数 R_o は式(2)で定義される「バンドの曲率による遠心力(CE)」と「回転によるコリオリ力(CO)」の流路渦形成への相対的な影響の強さを表している。したがって表1の各条件は、前者が支配的となる場合($R_o=2.08$)、両者が同程度となる場合($R_o=1.04$)および後者が支配的となる場合($R_o=0.69$)にそれぞれ対応している。

$$R_o = \frac{V_c / R_c}{\omega} = \frac{[\text{CE}]}{[\text{CO}]} \quad (2)$$

5. 計算結果および考察

表1および表2に示す解析条件に対する計算結果を以下に示す。すべての解析において同一の計算格子を用い、格子数は125(流路方向)×35(幅方向)×35(高さ方向)である。

本研究では回転曲がりダクト(RCD)の他に、同じ曲がりダクトに対して $N=0\text{rpm}$ に設定した静止曲がりダクト(SCD)、および同じ断面形状および全長を有する静止直線ダクト(SSD)内の流れも、回転曲がりダクトと同じ入口速度分布の条件を与えて解析を行った(図5)。SSDの計算格子数は曲がりダクトと同じである。静止場のSSDおよびSCDにおいては、全圧損失係数 C_{pt} を式(3)により定義した。

$$C_{pt} = \frac{p_{\text{ref}} - p_t}{\rho V_c^2 / 2} \quad (3)$$

ここで、 p_t は全圧、 p_{ref} は基準全圧(ダクト入口断面質量平均全圧)である。また、回転場のRCDに対する全圧損失係数 C_{pt}^* は式(4)で定義した。

$$C_{pt}^* = \frac{p_{\text{ref}}^* - p_t^*}{\rho V_c^2 / 2} \quad (4)$$

Fig.5 Definition of mass-averaged total pressure losses

ここで、 p_t^* は回転による圧力上昇を除いた全圧である。

図5に示すように、SSD、SCDおよびRCDの同一入口速度分布に対する解析結果において、ダクト入口から同一流路方向距離における断面での断面質量平均の全圧損失係数をそれぞれ、 $C_{pt,i}(SSD)$ 、 $C_{pt,i}(SCD)$ および $C_{pt,i}^*$ とする。SSD(図5中①)内では「4つの壁面上での境界層の発達に起因する損失 $C_{pt,i}(SSD)$ 」が生じ、SCD(図5中②)内では $C_{pt,i}(SSD)$ に「ベンズの曲率による遠心力(CE)に誘起される流路渦に起因する損失 $\Delta C_{pt,i}$ 」が加わり $C_{pt,i}(SCD)$ の総損失が発生する。さらにRCD(図5中③)内では $C_{pt,i}(SCD)$ に「回転によるコリオリ力(CO)の付加による流路渦の増強分に起因する損失 $\Delta C_{pt,i}^*$ 」が加わり $C_{pt,i}^*$ の総損失を生じる。本研究では以上のように定義される各種全圧損失係数により、各ダクト内において二次流れを構成する流路渦に起因する損失の評価を行った。また、二次流れの強さは、 V_c で無次元化した相対流れの二次流れ速度成分に対する渦度の流路方向成分の絶対値 ω_{abs} により評価した⁽⁷⁾。 ω_{abs} は V_c で無次元化された相対二次流れ速度成分に基づく渦度の流路方向成分の絶対値であり、次式で定義される。

$$\omega_{abs} = \left| \frac{\partial(w_\zeta/V_c)}{\partial\eta} - \frac{\partial(w_\eta/V_c)}{\partial\zeta} \right| \quad (5)$$

ここで、 η と ζ はそれぞれ管軸方向に垂直な断面内の管幅と管高さ方向の座標、 w_η と w_ζ はそれぞれ相対速度の η と ζ 方向成分である。

5・1 静止曲がりダクトの場合 図6に静止曲がりダクトにおける、全圧損失係数 C_{pt} の断面質量平均値 $C_{pt,i}(SCD)$ の流路方向分布を、ベンズ入口($X_s=0.0$)での値を基準に示す。図中の X_s はベンズの入口($\theta=0^\circ$)を原点とし、ベンズ部の平均曲率半径での円弧の長さ $\pi R_c/2$ で無次元化した、ダクト中心軸での流路方向の距離である。したがって X_s はベンズ出口($\theta=90^\circ$)で1.0の値をとる。図6の曲がりダクトの $C_{pt,i}(SCD)$ から、

Fig.6 Total pressure loss coefficient (SCD)

Fig.7 Total pressure loss caused by CE(SCD)

Fig.8 Streamwise component of vorticity (SCD)

Fig.9 Secondary flow velocity vectors at $\theta=90\text{deg.}$ (SCD)

同一 δ_V の直線ダクトの $C_{pt,i}(SSD)$ を差し引いた値として定義される $\Delta C_{pt,i}$ の流路方向分布を図7に示す。図8には二次流れの強さの指標となる ω_{abs} の断面質量平均値

$\omega_{abs,i}$ の流路方向分布を示す。図 9 にベンド出口 ($\theta=90^\circ$) で二次流れ速度ベクトルと二次流れ流線を重ねた図を示す。

図 6 から、SCD においては δ_r の増加により総損失 $C_{p,t(SCD)}$ が増加することが分かる。また CE に誘起される流路渦に起因する損失 $\Delta C_{p,t}$ (図 7) および二次流れの強さを表す $\omega_{abs,i}$ (図 8) についても δ_r の増加にともなって増加している。さらに図 9 に示す二次流れ速度ベクトルから、速度勾配を付加した側の側壁面 (図 9 中矢印側) 上で内壁へ向かう二次流れが強くなり、それによる同側壁側の流路渦の発達により、流路渦の対称性が崩れることが分かる。以上の結果から静止曲がりダクトにおいては、片方の側壁上の境界層厚さを他方より厚くすることにより厚い側の流路渦が発達し、その発達の程度は境界層厚さの増加とともに強くなる。その結果、流路渦に起因する損失が増加するため総損失が増加することが分かる⁽⁷⁾。

5・2 回転曲がりダクト $R_o=1.04$ の場合 CE と CO の流路渦形成への相対的な影響の強さが同程度となる $R_o=1.04$ の場合の計算結果を示す。図 10 に全圧損失係数 $C_{p,t}^*$ の断面質量平均値 $C_{p,t,i}^*$ の流路方向分布をベンド入口 ($X_s=0.0$) で値を基準に示す。回転曲がりダクトの各 δ_{VS} または δ_{VP} に対する $C_{p,t,i}^*$ の分布 (図 10) から、同一の値

Fig.10 Total pressure loss coefficient ($R_o=1.04$)

Fig.11 Total pressure loss caused by rotation ($R_o=1.04$)

の δ_r に対する静止曲がりダクトの $C_{p,t(SCD)}$ の分布 (図 6) を差し引いた値として定義される $\Delta C_{p,t,i}^*$ の流路方向の分布を図 11 に示す。図 12 には、 ω_{abs} の断面質量平均値 $\omega_{abs,i}$

Fig.12 Streamwise component of vorticity ($R_o=1.04$)

(a) $\delta_{VS}=\delta_{VP}=0.0$

(b) $\delta_{VS}=0.1$

(c) $\delta_{VS}=0.2$

(d) $\delta_{VS}=0.1$
($\rightarrow 0.3V_C$)

Fig.13 Secondary flow velocity vectors ($R_o=1.04$)

の流路方向分布を示す。図13にベンド内前半部($\theta=30^\circ$)と出口($\theta=90^\circ$)での二次流れ速度ベクトルと二次流れ流線を重ねた図を示す。図14にはベンド出

Fig.14 Total pressure loss distribution at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_o=1.04$)

(a) Suction side

(b) Pressure side

Fig.15 Losses at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_o=1.04$)

Fig.16 Deviation angle at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_o=1.04$)

口($\theta=90^\circ$)断面内の全圧損失係数 $C_{pt,i}^*$ の分布を示す。

図10から δ_{vs} の増加に対しては全圧損失 $C_{pt,i}^*$ はほとんど変化しないが、 δ_{vp} の増加に対しては明確に増加することが分かる。図11に示す $\Delta C_{pt,i}^*$ はベンド入口付近を境に δ_{vs} の増加に対しては減少し、一方 δ_{vp} の増加に対しては増加している。同様に二次流れの強さを示す $\omega_{kabs,i}$ についても δ_{vs} の増加に対しては減少し、 δ_{vp} の増加に対しては増加している(図12)。断面内の二次流れの形成状態に着目すると(図9, 13)、一様入口速度分布($\delta_v=\delta_{vs}=\delta_{vp}=0.0$)ではSCDの場合はCEの影響により両側壁付近に対称な一対の流路渦を形成するが(図9(a))、RCDの場合はCOの影響が加わることで内壁上の境界層内にPSからSSへ向かう二次流れが誘起され、その結果PSの流路渦が発達する(図13(a))。また、SCDの場合は前述のように速度勾配を付けた側壁側の流路渦が発達する(図9(b))。以上のSCDおよびRCD内の流路渦の挙動を考慮すると、RCDにおいてはSS壁面上での δ_{vs} の増加は、同壁面上を内壁へ向かう二次流れを強め、その結果SSの流路渦を発達させることによりCOの作用に起因するPSの流路渦の発達を抑え、断面内の二次流れを一様速度分布の場合よりも抑制することが分かる(図13(b), 13(c))。一方PS壁面上での δ_{vp} の増加は、同壁面上を内壁へ向かう二次流れを強め、その結果PSの流路渦を発達させることによりCOの作用に起因するPSの流路渦の発達を増進させることが分かる(図13(d))。

以上の結果から、RCDのベンド入口SS壁面上の境界層厚さの増加はSSの流路渦を発達させることにより、COの作用に起因するPSの流路渦の発達を抑えるため、COの付加による流路渦の増強分に起因する損失 $\Delta C_{pt,i}^*$ を低減させ、結果として総損失 $C_{pt,i}^*$ の増加を抑える。一方、入口PS壁面上の境界層厚さの増加は、COの作用に起因するPSの流路渦の発達を増進させるため $\Delta C_{pt,i}^*$ を増加させ、結果として総損失 $C_{pt,i}^*$ の増加を引き起こす。また図13と図14との比較から、高損失領域(図14中破線の円)の位置は一様流入の場合を基準とすると、 δ_{vs} の増加はPSの流路渦を抑制するため内壁側へ、一方 δ_{vp} の増加はPSの流路渦の発達させるため外壁側へ移動させることが分かる。

図15にベンド出口($\theta=90^\circ$)での各種損失の δ_{vs} および δ_{vp} に対する変化を示す。図16には図2で定義されているベンド出口での流れ角 β の管幅(j)方向に質量平均した値 β_{ik} の r^* 方向分布を示す。ここで r^* は外壁を原点とし内壁で1.0となる管高さ方向無次元座標である。流れ角 β は遠心羽根車ではその性能を左右する羽根車出口でのすべりに影響を与え、圧力面側への偏向

Fig. 17 Static pressure distribution on side walls ($R_o=1.04$)

Fig. 18 Loading coefficient ($R_o=1.04$)

Fig. 19 Reduced static pressure distribution at $\theta=90\text{deg}$ ($R_o=1.04$)

を示す負の値はすべりを増加させる。図 15 から $R_o=1.04$ では CE と CO の流路渦形成への相対的な影響の強さが同程度であるため、一様入口速度分布 ($\delta_V=\delta_S=0.0$) の場合は $\Delta C_{p,i}$ と $\Delta C_{p,i}^*$ がほぼ同じになっていることが分かる。また、 δ_V の増加は RCD の総損失 $C_{p,i}^*$ を構成する全ての損失を増加させている(図 15(b))。一方 δ_S の増加は CO の付加による流路渦の増強分に起因する損失 $\Delta C_{p,i}^*$ を減少させ(図 15(a))、その結果 $\delta_S=0.05\sim 0.1$ 付近での総損失 $C_{p,i}^*$ が一様入口速度分布の場合 ($\delta_S=0.0$) よりも低減されている。また $\delta_S=0.3$ では $\Delta C_{p,i}^*$ が負の値を取り、RCD の総損失 $C_{p,i}^*$ が SCD の総損失 $C_{p,i}(\text{SCD})$ よりも小さくなっている。ベンド出口流れ角 β_{ik} については(図 16)、 δ_S の増加は一様流入の場合の β_{ik} の負の領域を 0° に近づけ、一様性も向上させている。一方 δ_V の増加は β_{ik} の負への偏向の程度を強め、一様性も低下させている。これらの流出角 β_{ik} の δ_S

および δ_V の変化に対する傾向は、先に示した δ_S の増加が流路渦の発達を抑制し、 δ_V の増加が流路渦の発達を増進することに起因している。

図 17 に静圧係数 C_{ps} をベンド内の圧力面近傍と負圧面近傍で管高さ(k)方向(図 2)に質量平均のした静圧係数 $C_{ps,ij}$ の流路方向分布を示す。 C_{ps} は式(6)で定義される。

$$C_{ps} = \frac{p - p_{ref}}{\rho V_c^2 / 2} \quad (6)$$

ここで、 p は静圧で、 p_{ref} はベンド入口($\theta=0^\circ$) 外壁面上中央での静圧である。図 17 は遠心羽根車の翼面負荷分布に対応するものと考えられる。図 18 には図 17 の圧力面および負圧面近傍のそれぞれの $C_{ps,ij}$ の分布曲線で囲まれた面積として定義される、負荷係数 A_{qs} の δ_V および δ_V に対する変化を示す。 A_{qs} は遠心羽根車の翼面負荷に対応するものと考えられる。図 19 にはベンド出口断面での、回転による圧力上昇を除いた静圧係数 C_{ps}^* の分布を示す。 C_{ps}^* は式(6)において p を、回転による圧力上昇分を除いた静圧 p^* に置き換えることによって定義される。図 17 から δ_S および δ_V の変化に対して壁面近傍の $C_{ps,ij}$ の流路方向分布に顕著な変化は見られないが、負荷係数 A_{qs} (図 18) は一様流入の場合に比べて速度勾配を SS に付けると増加し、PS に付けると低下する傾向を示している。この傾向に対する二次流れの影響としては、図 13 と図 19 を負圧面の内壁付近(図 19 中破線の円)に注目して比較すると、一様入口速度分布の場合 ($\delta_S=\delta_V=0.0$) は PS の流路渦を構成する内壁面上の PS から SS へ向かう二次流れが SS 壁面へ衝突することにより、負圧面の内壁付近の静圧をわずかに上昇させているが、 δ_S の増加はその流路渦を抑制することにより衝突による静圧上昇を抑え、逆に δ_V の増加は流路渦を発達させることにより衝突による静圧上昇を強めると考えられる。したがって、流路渦の制御が負荷係数 A_{qs} へも影響を与えることが分かる。

以上の RCD の解析結果から、遠心羽根車においても無衝突流入の設計点付近の流量において、入射角をインデューサ角度よりわずかに正へ傾け(図 3(b))、負圧面上の境界層厚さを圧力面側より厚くすることにより、羽根車流路内での二次流れの発達を抑制し、それに起因する損失および羽根車出口でのすべりを低減させ、さらに翼面負荷を増加させることができる。逆に入射角を負へ傾け圧力面側の境界層を発達させると(図 3(c))、二次流れの発達を増進しそれに起因する損失およびすべりを増加させ、翼面負荷を低下させると考えられる。

Fig.20 Losses at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_0=2.08$) Fig.21 Losses at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_0=0.69$) Fig.22 Secondary flow velocity vectors at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_0=2.08$) Fig.23 Secondary flow velocity vectors at $\theta=90\text{deg.}$ ($R_0=0.69$)

5・3 R_0 の違いによる比較 CEとCOの流路渦形成への相対的な影響の程度がCEの方が強い $R_0=2.08$ ($N=50\text{rpm}$)の結果と、逆にCOの方が強い $R_0=0.69$ ($N=150\text{rpm}$)の結果を、先に示した $R_0=1.04$ の場合の結果も含めて比較を行う。図20と図21に $R_0=2.08$ と $R_0=0.69$ の場合の、ベンド出口($\theta=90^\circ$)での各種損

失の δ_{VS} による変化をそれぞれ示す。図22と図23には $R_0=2.08$ と $R_0=0.69$ の場合のベンド出口($\theta=90^\circ$)での、二次流れ速度ベクトルと二次流れ流線を重ねた図をそれぞれ示す。

図20から $R_0=2.08$ ではCEの方がCOに比べて流路渦形成への影響が相対的に強い、一様入口速度分布($\delta_{\text{VS}}=0.0$)の場合も $\Delta C_{\text{pt},i}$ が $\Delta C_{\text{pt},i}^*$ よりも大きくなっている。また $R_0=1.04$ の場合と同様に、 δ_{VS} の増加は $\Delta C_{\text{pt},i}^*$ を減少させ、その結果 $\delta_{\text{VS}}=0.05$ での総損失 $C_{\text{pt},i}^*$ が $\delta_{\text{VS}}=0.0$ の場合よりもわずかに低減されているが、その低減の程度は $R_0=1.04$ の場合(図15(a))よりも小さい。また、 $\delta_{\text{VS}}=0.15$ 以上では $\Delta C_{\text{pt},i}^*$ が負の値を取り、RCDの総損失 $C_{\text{pt},i}^*$ がSCDの総損失 $C_{\text{pt},i(\text{SCD})}$ より低下している。一方、流路渦形成への影響がCOの方が相対的に強い $R_0=0.69$ では(図21)、 $\delta_{\text{VS}}=0.0$ の場合も $\Delta C_{\text{pt},i}$ が $\Delta C_{\text{pt},i}^*$ よりも大きくなっている。また他の R_0 の結果と同様、 δ_{VS} の増加は $\Delta C_{\text{pt},i}$ を減少させ、その結果 $\delta_{\text{VS}}=0.05 \sim 0.2$ での総損失 $C_{\text{pt},i}$ が $\delta_{\text{VS}}=0.0$ の場合よりも低減され、その低減の程度は $R_0=1.04$ の場合(図15(a))よりも大きくなっている。以上の結果から、COの影響の増加を示す R_0 数の低下により、 δ_{VS} の増加にともなう $\Delta C_{\text{pt},i}^*$ の減少が総損失 $C_{\text{pt},i}^*$ を $\delta_{\text{VS}}=0.0$ の場合より低減させる程度は大きくなり、さらに $C_{\text{pt},i}$ が最小値を取る δ_{VS} の値は増加することが分かる。この原因はつぎのとおりである。COの影響が弱い $R_0=2.08$ では、PSの流路渦のCOの影響による発達が $\delta_{\text{VS}}=0.0$ の場合もあまり強くないため、SS壁面側への速度勾配の付加によるPSの流路渦の抑制効果は小さい(図22)。一方COの影響が強い $R_0=0.69$ では、PSの流路渦のCOの影響による発達が $\delta_{\text{VS}}=0.0$ の場合も非常に強い、SS壁面上への速度勾配の付加によるその抑制効果は大きく(図23)、また最大限に抑制できるSSの流路渦を生み出す境界層厚さも厚くなるためである。

以上の回転曲がりダクトに対する結果から、 R_0 の低い高回転の遠心羽根車ほど、無衝突流入の設計点付近の流量において、負圧面上の境界層厚さを圧力面側より厚くすることによる二次流れの発達の抑制効果、およびそれに起因する損失生成の低減効果は大きくなると考えられる。

6. 結 論

本研究において回転曲がりダクト内の流れを解析することにより、以下の結論を得た。

- (1) ベンド入口負圧面上の境界層厚さの増加は、負圧面側の流路渦を発達させることにより、コリオリ力の作用に起因する圧力面側の流路渦の発達を抑えるため、

流路渦に起因する損失を低減させ、その結果総損失の増加を抑える。

(2) ベンド入口圧力面上の境界層厚さの増加はコリオリ力の作用に起因する圧力面側の流路渦の発達を増進させるため、流路渦に起因する損失を増加させ、その結果総損失の増加を引き起こす。

(3) ベンド入口での負圧面上の境界層厚さの増加による流路渦の発達の抑制は、ベンド出口での流れ角を 0° へ近づけると同時にその一様性を向上させ、一方圧力面上の境界層厚さの増加による流路渦の発達の増進は、流れ角の負への偏向の程度を強めその一様性を低下させる。

(4) ベンド入口負圧面上の境界層厚さの増加による流路渦の発達の抑制は、両側壁面間の圧力差を増加させ、一方圧力面上の境界層厚さの増加による流路渦の発達の増進は、その圧力差を低下させる。

(5) R_0 数の低下により、ベンド入口負圧面上の境界層厚さの増加にともなう流路渦に起因する損失の減少が、総損失を一樣速度分布の場合より低減させる程度は大きくなり、さらに総損失が最大の低減量を示す境界層厚さは増加する。

(6) 遠心羽根車の無衝突流入の設計点付近の流量において、インデューサへの入射角をわずかに正へ傾けて負圧面上の境界層厚さを圧力面側より厚くすることにより、翼間内での二次流れの発達を抑制しそれに起因する損失および羽根車出口でのすべりを低減させ、さらに翼面負荷を増加できる。

(7) 遠心羽根車の無衝突流入の設計点付近の流量において、インデューサへの入射角を負へ傾けて圧力面側の境界層を発達させると、二次流れが増強しそれに起因する損失および羽根車出口でのすべりが増加し、さらに翼面負荷も低下する。

(8) Rossby数の低い高回転の遠心羽根車ほど、無衝突流入の設計点付近の流量において、負圧面上の境界層厚さを圧力面側より厚くすることによる二次流れの発

達の抑制効果、およびそれに起因する損失生成の低減効果は大きい。

文 献

- (1) Krain, H., Review of Centrifugal Compressor's Application and Development, *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol.127, No.1 (2005), pp.25-34.
- (2) Tsujita, H. and Mizuki, S., Investigation for Secondary Flow and Loss Generation Mechanisms within Centrifugal Impeller by Using Rotating Curved Duct (1st Report, Influence of Rossby Number), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.74, No.737 (2008), pp. 111-120.
- (3) Johnson, M.W. and Moore, J., Secondary Flow Mixing Losses in a Centrifugal Impeller, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power*, Vol.105, No.1 (1983), pp. 24-32.
- (4) Tsujita, H. and Mizuki, S., Numerical Calculation of Incompressible Viscous Flow Within Curved Duct using Momentum Equations in Physical Component Tensor Form for Boundary-Fitted Coordinate System, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.57, No.540 (1991), pp. 2606-2613.
- (5) Tsujita, H., Ejiri, E. and Mizuki, S., Analysis of Flow within Pump Impeller of Torque Converter, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.59, No.564 (1993), pp. 2500-2508.
- (6) Tsujita, H. and Mizuki, S., Numerical Analysis of Compressible Flow Using Pressure-Correction Method, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.63, No.608 (1997), pp. 1270-1278.
- (7) Tsujita, H., Ishida, Y., Mizuki, S. and Yamamoto, A., Investigation for Loss Generation Mechanisms of Flow in Turbomachinery by Using Curved Square Duct (1st Report, Influence of Inlet Velocity Distribution), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.69, No.683 (2003), pp. 1628-1636.
- (8) Johnson, M.W., Secondary Flow in Rotating Bends, *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Power*, Vol.100, No.10 (1978), pp. 553-560.
- (9) Kassens, I. and Rautenberg, M., Flow Measurements behind the Inlet Guide Vane of a Centrifugal Compressor, *ASME Paper 98-GT-86*(1998).