曲がりダクトによるターボ機械内部流れの損失生成機構の解明* (第3報, 曲がり角の影響)

辻田 星 歩^{*1}, 水 木 新 平^{*1}, 山 本 孝 正^{*2}

Investigation for Loss Generation Mechanisms of Flow in Turbomachinery by Using Curved Square Duct (3rd Report, Influence of Curved Angle)

Hoshio TSUJITA^{*3}, Shimpei MIZUKI and Atsumasa YAMAMOTO

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

In a series of present studies, the flows within the stationary curved ducts are analyzed numerically with the aerodynamic or the geometrical parameters affecting the loss generation caused by the passage vortex within a passage of a turbomachinery. In the former reports, the inlet boundary layer thickness and the inlet velocity distortion were taken as the aerodynamic parameter and the aspect ratio of the cross-section was chosen as the geometrical parameter. In this report, the effects of the curved angle of the bend on the loss generation caused by the passage vortex are examined by relating the bend of curved duct to the blade-to-blade surface of an axial flow turbine cascade. The curved angle is changed from 90 to 160 degree by 10 degree with fixing the length of arc for the mean radius of curvature of the bend or fixing the mean radius of curvature.

Key Words: Turbomachinery, Secondary Flow, Numerical Analysis, Loss Generation, Passage Vortex, Curved Duct, Curved Angle

1. 緒 論

ターボ流体機械の羽根車流路内の流れの損失生成は、馬蹄形渦、流路渦および翼端流れ渦等の二次流れに強く影響を受け、その中でも特に流路渦の寄与するところが大きい。流路渦が発生する基本的なモデル流路は曲がりダクトである。本研究は実機のターボ機械流路内で発生する流路渦の形成に影響を与える流体力学的パラメータや翼列の幾何学的パラメータを、静止曲がりダクト内の流れに対して変化させて数値解析を行い、流路渦と損失発生との関係を解明することを目的としている。曲がりダクトは実機の翼列に比べ形状が簡単のため、直交性の良い計算格子の使用が可能となり、その内部流れを対象にした数値解析結果の信頼性も高い。また、本研究は現段階では実機の羽根車内の流れの損失生成に影響を与える Mach 数や衝撃波と境界層の干渉を除外し、流路渦に起因する損失生成にのみ着目しているため、実機に比べると比較的低

い Reynolds 数および Mach 数の流れを対象としている。第1報¹⁾では本数値解析法の計算精度を検証した上で、流体力学的パラメータである入口境界層厚さと入口速度分布の不均一性を変化させ、第2報²⁾では幾何学的パラメータの一つである断面のアスペクト比を変化させて解析を行い、それらのパラメータによる流路渦の形成および損失生成に与える影響について解明した。本報では以下のような観点から曲がりダクトの曲がり角の影響に着目した。

近年、ガスタービンの性能向上を目的に、タービン翼の高負荷化に関する研究^{3)~6)}が行われているが、高負荷化に伴い転向角が増大し、翼間流路内での圧力勾配が大きくなるため、流路渦などを含み二次流れが

(a) Curved duct (b) Axial flow turbine cascade

Fig.1 Correspondence of curved duct
to axial flow turbine cascade

* 原稿受付 2004年7月22日.

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

^{*2} 正員, 宇宙航空研究開発機構航空宇宙技術研究センター (〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1).

E-mail: tsujita@k.hosei.ac.jp

強く発生し、翼列性能が劣化する傾向にある。したがって、性能を劣化させることなく高負荷化を実現するには、転向角による流路渦の形成および損失生成への影響を解明することが重要である。そこで特に曲がりダクトの湾曲部形状を軸流タービン翼列の翼間面と関連付け(図 1)、曲がりダクトの曲がり角を翼列の幾何学的パラメータである転向角に対応させて変化させ、その内部流れの数値解析を行い、曲がり角が流路渦の形成および損失生成に与える影響について解明した。

2 おもな記号

- A_{eps} : 湾曲部での内外壁面間の圧力差
 C_{ps} : 静圧係数 $= (p - p_{ref}) / (\rho V_c^2 / 2)$
 C_{pt} : 全圧損失係数 $= (p_{ref} - p) / (\rho V_c^2 / 2)$
 D : 水力直径
 H : ダクト高さ
 L_c : R_c に対する湾曲部長さ $= 2R_c \pi \alpha / 360$
 L_R : 幾何形状表示用代表長さ $(= 0.04\text{m})$
 p : 静圧
 p_t : 全圧
 p_{ref} : 基準静圧 ($\theta = 0^\circ$, $r^* = r = 0$ での静圧)
 p_{tref} : 基準全圧 (ダクト入口断面質量平均全圧)
 Q : 体積流量
 R_a : 断面アスペクト比 $= S/H$
 R_c : 平均曲率半径 $= 0.5(r_i + r_o)$
 Re : Reynolds 数 $= \rho D V_c / \mu$
 r_i : 内壁の曲率半径
 r_o : 外壁の曲率半径
 S : ダクト幅
 V_c : 断面平均流速
 X_b : $\theta = 0^\circ$ を原点とする L_R で無次元化した流路方向距離
 X_D : $\theta = \alpha$ を原点とする L_R で無次元化した流路方向距離
 Z : ダクト幅方向の座標
 z^* : ダクト幅中央を原点とする $S/2$ で無次元化したダクト幅方向距離
 ΔC_{pt} : 流路渦に起因する全圧損失係数
 $\Delta \theta_y$: 湾曲部出口 ($\theta = \alpha$) での偏向角 $(= \theta_y - \alpha)$
 α : 曲がり角
 ρ : 密度
 θ : 湾曲部流路方向座標
 θ_y : 湾曲部出口 ($\theta = \alpha$) での流出角
 ω_i : 渦度の流路方向成分

添 字

- i : 断面質量平均値

j : ダクト高さ $H(k)$ 方向質量平均値

k : ダクト幅 $S(j)$ 方向質量平均値

3. 数値解析法

本数値解析法は、標準の $k-\epsilon$ モデルを含む物理成分テンソル形で表わした定常非圧縮性乱流に対する基礎方程式を用いている。式の離散化には有限体積法を、対流項の評価には三次風上差分法を用いた。計算のアルゴリズムは SIMPLE 法である。詳細は文献(6)と(7)に示されている。また、本解析法による計算精度は第1報(1)において検証済みである。

4. 曲がりダクトの形状

図2に本研究の解析対象となる曲がり角 α が 90° の場合の曲がりダクトを示す。本研究では表1に示す断面面積の等しい断面アスペクト比 $R_a (= S/H)$ が 1.0 と 3.0 の2種類の断面形状を有するダクトを対象に解析を行った。この2種類の断面形状は、第2報(2)において R_a の流路渦に起因する損失生成への影響を調べた際に、 $R_a = 2.0$ を境にそれ以下になると急激に流路渦に起因する損失生成が増加することが示されたため、その前後の値のアスペクト比として選んだ。さらに、これらの2種類の断面形状のダクトに対して、図3および表2に示すように $\alpha = 90^\circ$ 、平均曲率半径 $R_c = 0.092\text{m}$ および湾曲部長さ $L_c = 0.145\text{m}$ の曲がりダクトを基準とし、 L_c または R_c を固定して α を 90° から 160° まで 10° 毎に変化させた合計 30 種類の曲がりダクト内の流れの解析を行った。曲がり角 α を増加させると運動量の定理から翼列の負荷に関係づけられるダクト湾曲部分に作用する力は増加する。基準曲がりダクトに対し、 L_c を固定して α を増加させると壁面摩擦損失の増加は抑えられるが、 R_c が減少するため流路渦が強くなり、それによる損失生成が増加する。一方、 R_c を固定して α を増加させると、流路渦による損失生成の増加は抑えられるが、 L_c が増加するため壁面摩擦損失が増加する。

5. 結果および考察

解析対象となる全ての曲がりダクトに対し、入口境界条件として主流方向に断面平均流速 $V_c = 1.0\text{m/s}$ の一様速度分布を与えることにより、流量は $Q = 1.6 \times 10^{-3}\text{m}^3/\text{s}$ に固定した。また、上流側の直線ダクトの長さ L_U と下流側の直線ダクトの長さ L_D (図2)は各々 $3.75L_R$ と $7.5L_R$ に設定した。ここで、 L_R は幾何学的形状に対する代表長さで、断面アスペクト比 R_a が 1.0 のダクトの水力直径 $D (= 0.04\text{m})$ とする。計算格子の数は $R_a = 1.0$ の基準曲がりダクトに対しては 96 (流路方

Fig.2 Curved duct

 Table 1 Parameters depending on R_a

R_a	$H(m)$	$D(m)$	R_e	$Q(m^3/s)$
1.0	0.040	0.040	40000	1.60
3.0	0.023	0.035	34263	$\times 10^{-3}$

Fig.3 Variation of curved angle

Table 2 Geometrical parameters

$\alpha(\text{deg})$	$L_c = \text{const.}$		$R_c = \text{const.}$	
	$L_c(m)$	$R_c(m)$	$L_c(m)$	$R_c(m)$
90	0.145	0.092	0.145	0.092
100		0.0828	0.161	
110		0.0753	0.177	
120		0.0690	0.193	
130		0.0637	0.209	
140		0.0591	0.225	
150		0.0552	0.241	
160		0.0518	0.257	

向) $\times 35(H \text{ 方向}) \times 35(S \text{ 方向})$ であり, $R_a = 3.0$ のダクトの場合は断面内の格子数を $27(H \text{ 方向}) \times 55(S \text{ 方向})$ に設定し, また, R_c 固定の場合は α の増加に伴い流路方向の格子数を最大 115 まで増やした.

5.1 $R_a = 1.0$ で L_c 固定の場合 断面アスペクト比が $R_a = 1.0$ のダクトに対して, 表 2 に示すように湾曲部長さ L_c を固定して曲がり角 α を $90^\circ \sim 160^\circ$ の範囲で 10° 毎に変化させて解析を行った. この場合は α の増加と共に R_c が減少する.

図 4 に全圧損失係数 C_{pt} の断面質量平均値 $C_{pt,i}$ の流路方向分布を湾曲部(以下 CD と略す)入口($X_h = 0$)での値を基準に示す. 図 4 中の X_h は CD 入口($\theta = 0^\circ$)を原点とする L_R で無次元化したダクト断面中央位置での流路方向の距離である(図 2). また, 同図には曲がりダクトと同じ断面形状を有する直線ダクト内の流れを曲がりダクトと同一入口境界条件のもとに解析した結果から得られた $C_{pt,i}$ の分布を実線で示す. 直線ダクトの $C_{pt,i}$ の分布はダクトを構成する 4 つの壁面上での境界層発達に起因する損失生成を示している. 図 4 から α の増加に伴い全圧損失 $C_{pt,i}$ が増加することがわかる. 次に, 流路渦に起因する損失生成に対する α の影響を調べるために, 図 4 の各曲がりダクトの $C_{pt,i}$ から直線ダクトの $C_{pt,i}$ の分布を入口境界位置での値を基準にして差し引いた $\Delta C_{pt,i}$ を求め, その流路方向の分布を図 5 に示す. 本研究では「 $\Delta C_{pt,i}$ を流路渦に起因する全圧損失」として定義した. 図 5 から CD 入口付近を境に, α の増加により $\Delta C_{pt,i}$ が増加することがわかる.

図 6 には二次流れの強さの指標として, 渦度の流路方向成分 ω_i の絶対値の断面質量平均値 $|\omega_i|_i$ の流路方向分布を示す. 図 7 に翼列の負荷分布に対応すると考えられる, CD 付近の内壁面近傍と外壁面近傍で j 方向に

 Fig.4 Total pressure loss coefficient ($L_c = \text{const.}$)

 Fig.5 Total pressure loss by passage vortex ($L_c = \text{const.}$)

Fig.6 Component of vorticity in main flow direction ($L_c=\text{const.}$)

Fig.7 Static pressure coefficient ($L_c=\text{const.}$)

Fig.8 Flow angle at $\theta=\alpha$ ($L_c=\text{const.}$)

質量平均した静圧係数 $C_{ps,ik}$ の流路方向分布を示す $|\omega|_{\theta}$ は、CD 内で急激に増加し、さらに、 α の増加に伴い内壁面と外壁面の圧力差が大きくなるため(図 7)、流路渦が強くなり $|\omega|_{\theta}$ が増加することがわかる(図 6)。また、この $|\omega|_{\theta}$ の増加と共に CD 内で $\Delta C_{pt,i}$ が増加しており、流路渦による二次流れに基づく付加的な壁面摩擦損失によるものと考えられる。CD 出口付近では $|\omega|_{\theta}$ が減少し、流路渦の崩壊が始まり、壁面摩擦による損失生成が減少するにも関わらず $\Delta C_{pt,i}$ の増加率が最も大きくなっており、それに対応して $|\omega|_{\theta}$ の減

少率が最も大きいことから、流路渦の崩壊に起因する二次流れ運動エネルギーの消散による混合損失が増加すると考えられる⁽⁸⁾。全体的に $|\omega|_{\theta}$ の減少率と $\Delta C_{pt,i}$ の増加率がほぼ対応していることもわかる(図 5, 6)。

軸流タービン翼列の仕事に関する重要なパラメータである翼列出口流出角に対応するパラメータとして CD 出口断面($\theta=\omega$)での流れ角 θ_y の α からの偏向の度合いを示す $\Delta\theta_y=\theta_y-\omega$ を定義し、その k 方向質量平均値 $\Delta\theta_{y,ij}$ のダクト幅方向の分布を図 8 に示す。流れ角 θ_y の定義は図 2 に示す。図 8 の Z^* は $S/2$ で無次元化したダクト幅方向の距離である。図 8 から $\Delta\theta_{y,ij}$ に対する α の増加による影響は、管壁付近より管中央 ($Z^*=0.0$) 付近で大きく、 α の増加により流れがアンダーターン傾向になることを示している。また、 $Z^*=0.0$ 近傍では α を大きくすると、 $\Delta\theta_{y,ij}$ の値が上昇し $Z^*=0.0$ で極値をとる分布を示している。この原因については後述する。

5.2 $R_c=1.0$ で R_c を固定した場合 断面アスペクト比が $R_c=1.0$ のダクトに対して、表 2 に示すように平均曲率半径 R_c を固定して曲がり角 α を $90^\circ \sim 160^\circ$ の範囲で 10° 毎に変化させて解析を行った。この場合は α の増加と共に L_c が増加する。

図 9 に $C_{pt,i}$ の流路方向分布を示す。また、同図には曲がりダクトと同断面形状の直線ダクトの $C_{pt,i}$ の分布も実線で示す。図 10 および 11 には $\Delta C_{pt,i}$ と $|\omega|_{\theta}$

Fig.9 Total pressure loss coefficient ($R_c=\text{const.}$)

Fig.10 Total pressure loss by passage vortex ($R_c=\text{const.}$)

 Fig.11 Component of vorticity in main flow direction ($R_c = \text{const.}$)

 Fig.12 Static pressure coefficient ($R_c = \text{const.}$)

 Fig.13 Flow angle at $\theta = \alpha$ ($R_c = \text{const.}$)

Fig.14 Secondary flow velocity vectors and streamlines at exit of CD

の流路方向の分布をそれぞれ示す。図 12 には CD 付近の内壁面近傍と外壁面近傍の $C_{ps,ik}$ の流路方向分布を示す。曲がりダクトの全圧損失 $C_{pt,i}$ 分布(図 9)は CD 入口 ($X_b=0.0$) 付近から、直線ダクトのものと差を生じているが、同じ管路長、すなわち、同じ X_b の位置における損失の大きさに対する α の増加による影響は小さい。同様な傾向は $\Delta C_{pt,i}$ の分布(図 10)にも見られる。これは流路渦の発達を示す $|\omega|_i$ 分布(図 11)の最大値が、 α の増加に影響を受けないためである。また、 $|\omega|_i$ の最大値が α の影響を受けない理由は、図 12 で示すように、内壁面と外壁面の圧力差が α の増加にほとんど影響を受けず、流路渦の強さに差が生じないためである。また、図 11 と図 12 の比較から、各 α のダクトに対して CD 出口までほぼ一定の内外壁面間圧力差が保たれるため、流路渦も多少の崩壊を伴いながらも CD 出口までその強さが維持されていることがわかる。

図 13 に CD 出口断面($\theta = \alpha$)での $\Delta\theta_{y,ij}$ のダクト幅方向の分布を示す。 L_c 固定の場合(図 8)と比べると曲がり角 α の増加による、管中央付近の流れのアンダーターンの強さへの影響がほとんど無く、これは流路渦の強さが R_c 固定の場合は α の影響を受けないことに起因する(図 11)。しかし、 L_c 固定の場合と同様 α を大きくすると $Z^*=0.0$ 近傍で $\Delta\theta_{y,ij}$ の値が上昇している。図 14 には $\alpha=90^\circ$ の基準モデルおよび L_c 固定と R_c 固定の $\alpha=160^\circ$ の場合の CD 出口断面における二次流れ速度ベクトルとその流線図の流れの対称性を考慮してそれぞれ対称面から半分を示す。図 15 には図 14 と同断面での全圧損失係数 C_{pt} 分布を示す。これらの図において、 $\alpha=90^\circ$ の基準モデルに対して、 L_c または R_c 固定のもとに α を増加させると、CD 出口断面内の内壁面中央付近の破線で囲んだ高損失領域が拡大し(図 15)、その領域によって一対の流路渦が分離されるが(図 14)、その領域内で流路渦と逆回転の一対の渦の発生が確認できる(図 14(c))。したがって、図 8 およ

Fig.15 Total pressure loss distribution at exit of CD

び図13で見られた $\theta=0.0$ 近傍の α の増加による $\Delta\theta_{y,ij}$ の値の上昇は、この高損失領域内での流路渦と逆回転の渦の発生により対称面近傍で内壁へ向う流れが生じるためと考えられる。

5.3 $R_c=1.0$ の場合の R_c 固定と L_c 固定の比較 図16に、図7($L_c=\text{const.}$)と図12($R_c=\text{const.}$)に示されている内外壁面上のそれぞれの静圧分布曲線で囲まれた面積から算出された、CD内での内外壁間の圧力差 A_{qps} の α に対する変化を示す。タービン翼の翼負荷に対応する A_{qps} は α の増加と共に増加している。また、 L_c を固定して α を増加させた方が A_{qps} が高い値を示している。

CD内での L_c 固定と R_c 固定の場合の損失増加の違いを調べるために、図17および図18にCD出口($\theta=\alpha$)における $\Delta C_{pt,i}$ と $C_{pt,i}$ の α に対する変化をそれぞれ示す。流路渦に起因する損失 $\Delta C_{pt,i}$ は α が大きくなると、同

Fig.16 Influence of α on pressure difference A_{qps} ($R_c=1.0$)

Fig.17 Influence of α on $\Delta C_{pt,i}$ at $\theta=\alpha$ ($R_c=1.0$)

Fig.18 Influence of α on $C_{pt,i}$ at $\theta=\alpha$ ($R_c=1.0$)

Fig.19 Influence of α on $\Delta C_{pt,i}$ at $X_D=2.5$ ($R_c=1.0$)

Fig.20 Influence of α on $C_{pt,i}$ at $X_D=2.5$ ($R_c=1.0$)

じ α に対して L_c 固定の場合の方が高くなっている(図17)。これは図6と図11の比較からわかるように、同じ α に対して L_c 固定の場合の方が、流路渦がより強くなることに起因している。一方、全圧損失 $C_{pt,i}$ は同じ α に対して R_c 固定の場合の方が高くなっている(図18)。これは同じ α に対して R_c 固定の方が L_c が長くなるため(表2)、CD内の壁面の総面積は大きくなり、壁面摩擦による損失が増加するためと考えられる。したがって、CD内での損失生成においては流路渦より壁面摩擦による損失の寄与の割合が大きいと考えられる。

次に、CD下流での L_c 固定と R_c 固定の場合の損失増加の違いを調べるために、図19および図20にCD出口から下流 $X_D=2.5$ における $\Delta C_{pt,i}$ と $C_{pt,i}$ の α に対する変化をそれぞれ示す。ここで X_D はCD出口($\theta=\alpha$)を原点とする L_R で無次元化した流路方向距離である(図2)。図19からCD下流では $\Delta C_{pt,i}$ についてはCD出口と同様 L_c 固定の場合の方が α の増大と共に高い値を示している。一方、 $C_{pt,i}$ についてはCD出口(図18)とは異なり、 L_c 固定の方が特に α が大きいほど高くなっている(図20)。これは図17と図19の比較からわかるように、 L_c 固定の場合の方がCD出口($\theta=\alpha$)から下流($X_D=2.5$)にかけての $\Delta C_{pt,i}$ の増加が α の増加と共に大きくなっていることに起因しており、したがって、

CD 下流での損失生成においては流路渦の崩壊による損失の寄与の割合が大きくなると考えられる。

5.4 $R_a=1.0$ と $R_a=3.0$ の場合の比較 断面アスペクト比 $R_a=3.0$ のダクトに対して, $R_a=1.0$ と同様に L_c 固定または R_c 固定で α を $90^\circ \sim 160^\circ$ の範囲で 10° 毎に変化させて解析を行った. $R_a=3.0$ の場合も全圧損失 $C_{pt,i}$ 分布, 流路渦に起因する全圧損失 $\Delta C_{pt,i}$ 分布, 渦度の主流方向成分の絶対値 $|\omega_z|$ 分布および CD 付近の内外壁面上の $C_{ps,ik}$ の分布は曲がり角 α の変化に対して $R_a=1.0$ の場合と定性的に同じ傾向を示した. 図 21 に L_c 固定と R_c 固定の場合の CD 出口断面($\theta=\omega$)での $\Delta\theta_{y,j}$ の k 方向質量平均値 $\Delta\theta_{y,j}$ のダクト幅 z 方向の分布を示す. $\Delta\theta_{y,j}$ についても $R_a=1.0$ の場合と同様に L_c 固定の場合は α の増加により管中央付近の $\Delta\theta_{y,j}$ が減少しアンダーターン傾向は強くなるが, R_c 固定の場合は α の影響はほとんど見られない. しかし, $R_a=1.0$ (図 8,13) で見られた α の増加による対称面($z=0.0$) 近傍で

(a) $L_c = \text{const.}$

(b) $R_c = \text{const.}$

Fig.21 Flow angle at $\theta=\alpha$ ($R_a=3.0$)

Fig.22 Influence of α on pressure difference A_{pte} ($R_a=3.0$)

Fig.23 Influence of α on $\Delta C_{pt,i}$ at $\theta=\alpha$ ($R_a=3.0$)

Fig.24 Influence of α on $C_{pt,i}$ at $\theta=\alpha$ ($R_a=3.0$)

Fig.25 Influence of α on $\Delta C_{pt,i}$ at $X_D=2.5$ ($R_a=3.0$)

Fig.26 Influence of α on $C_{pt,i}$ at $X_D=2.5$ ($R_a=3.0$)

の $\Delta\theta_{y,j}$ の値の上昇は見られない. これは $R_a=3.0$ では $R_a=1.0$ に比べて流路渦同士の干渉が弱い⁽²⁾, 対称面近傍で流路渦と逆回転の渦が生じないためと考えられる.

図 22 に, CD 内での内外壁間圧力差 A_{qs} の α に対する変化を示す. $R_c=1.0$ の場合と同様に α の増加と共に L_c 固定の場合も R_c 固定の場合も A_{qs} は増加するが, その増加割合はおおむね同じである.

図 23 および図 24 に CD 出口における $\Delta C_{pt,i}$ と $C_{pt,i}$ の α に対する変化をそれぞれ示す. 図 25 および図 26 には CD 出口から下流 $X_D=2.5$ における $\Delta C_{pt,i}$ と $C_{pt,i}$ の α に対する変化をそれぞれ示す. CD 出口では $R_c=1.0$ の場合(図 17)と同様に, 同じ α に対して L_c 固定の場合の方が流路渦に起因する全圧損失 $\Delta C_{pt,i}$ は高くなっている(図 23). これは先にも述べたように, 同じ α に対して L_c 固定の場合の方が流路渦が強いと考えられる. また, 全圧損失 $C_{pt,i}$ についても(図 24), R_c 固定の方が壁面摩擦による損失が大きくなるため同じ α に対して高くなっており, $R_c=1.0$ の場合(図 18)と同様な傾向を示している. 一方, CD 下流では流路渦に起因する損失 $\Delta C_{pt,i}$ (図 25)については $R_c=1.0$ の場合(図 19)と同様に L_c 固定の場合の方が α の増大と共に高い値を示しているが, 全圧損失 $C_{pt,i}$ (図 26)については $R_c=1.0$ の場合(図 20)と異なり, CD 出口と同様に α の増加により R_c 固定の方が高くなっている. この原因は $R_c=1.0$ の場合に述べたように, CD 下流の損失生成においては壁面摩擦損失以外に CD 内で発達した流路渦の崩壊による損失の寄与が増加する. しかし, $R_c=1.0$ に比べて $R_c=3.0$ の場合の CD 内での流路渦の発達は弱く⁽²⁾, 図 23 と図 25 の比較からわかるように CD 下流でのその崩壊に伴う損失増加が $R_c=1.0$ の場合(図 17,19)に比べて小さいためと考えられる. 以上の結果および第 2 報⁽²⁾の結果から, 曲がり角 α を増加させた場合, 流路渦に起因する損失生成が急激に増加する $R_c=2.0$ 以下の断面アスペクト比を有する曲がりダクトにおいては, R_c 固定の方が損失増加は抑えられるが, L_c 固定の方が A_{qs} は増加する. 一方, $R_c=2.0$ 以上の曲がりダクトにおいては, L_c 固定の方が R_c 固定より損失増加を抑えたまま A_{qs} を増加させることができる.

以上の静止曲がりダクトに対する結果から, 翼間流路断面アスペクト比を比較的大きくし, 流路渦同士の干渉を低減させた軸流タービン翼列では, 翼面積の増加を抑えて転向角を増加させた方が, 損失の増加を抑えたままで翼負荷を増加させることができることがわかる.

6. 結 論

曲がりダクト内の流れを, 2 種類の断面アスペクト比を有する曲がりダクトに対して, 湾曲部長さまたは

平均曲率半径を固定し, 曲がり角を変化させて解析することにより以下の結論を得た.

- (1) 曲がり角を増加させると, 湾曲部長さを固定した場合, 平均曲率半径の減少により, 内外壁間の圧力差が増加し流路渦が強くなるため, その崩壊に伴う損失増加が, 一方, 平均曲率半径を固定した場合, 流路渦の増強は無いため, 湾曲部流路長さの延長に伴う壁面摩擦による損失増加が, 全体の損失の生成に強く影響を与える.
- (2) 曲がり角を増加させると, 湾曲部長さ固定の場合には流路渦が強くなるために, 湾曲部出口流出角が減少するが, 平均曲率半径を固定した場合は流路渦の強さの変化が小さいため流出角の変化も小さい.
- (3) 損失生成の中で流路渦に起因する損失生成の割合が大きい断面アスペクト比の曲がりダクトに対して曲がり角を増加させた場合, 平均曲率半径固定の方が損失増加は抑えられるが, 湾曲部長さ固定の方が内外壁間圧力差は増加する.
- (4) 損失生成の中で流路渦に起因する損失生成が小さい断面アスペクト比の曲がりダクトに対して曲がり角を増加させた場合, 湾曲部長さ固定の方が損失増加を抑えたまま内外壁間圧力差を増加させることができる.
- (5) 翼間流路断面アスペクト比を比較的大きくし, 流路渦同士の干渉を低減させた軸流タービン翼列では, 翼面積の増加を抑えて転向角を増加させた方が, 損失の増加を抑えたままで翼負荷を増加させることができる.

文 献

- (1) 辻田星歩・石田泰大・水木新平・山本孝正, 曲がりダクトによるターボ機械内部流れの損失生成機構の解明 (第 1 報, 入口速度分布の影響), 機論, 69-683, B(2003), 1628-1636.
- (2) 辻田星歩・水木新平・山本孝正, 曲がりダクトによるターボ機械内部流れの損失生成機構の解明 (第 2 報, 断面アスペクト比の影響), 機論, 70-694, B(2004), 1496-1503.
- (3) Yamamoto, A. and Oota, E., "Low-Speed Annular Cascade Tests of an Ultra-Highly Loaded Turbine with Tip Clearance, Part 1: Near Design Incidence," ASME Paper 99-GT-212 (1999).
- (4) Yamamoto, A., Usui, H., Mizuki, S., Tsujita, H., Oota, E., Research of Ultra-Highly Loaded Turbines, Proc. The 1st International Symposium of Environmentally Compatible Propulsion Transport, C-9(2002).
- (5) 辻田星歩・水木新平・山本孝正, 超高負荷タービン翼列内の流れの数値解析, 機論, 70-697, B(2004), 2332-2340.
- (6) 辻田星歩・水木新平, 境界適合座標系上の物理成分テンソル形運動方程式を用いた曲がり管内の粘性流の数値解析, 機論, 57-540, B(1991), 2606-2613.
- (7) 辻田星歩・水木新平, 圧力補正法を用いた圧縮性流れの数値解析, 機論, 63-608, B(1997), 1270-1278.
- (8) Moore, J. and Adhye, R. Y., Secondary Flows and Losses Downstream of a Turbine Cascade, Trans. ASME J. Eng. Power, 107-10(1985), 961-968.