

曲りダクトによるターボ機械内の流れの解明

著者	石田 泰大, 北原 聡文, 千田 龍志, 辻田 星歩, 水木 新平
出版者	法政大学計算科学研究センター
雑誌名	法政大学計算科学研究センター研究報告
巻	13
ページ	33-36
発行年	2000-03-31
URL	http://doi.org/10.15002/00024869

曲りダクトによるターボ機械内の流れの解明

石田 泰大 北原 聡文 千田 龍志
 辻田 星歩 水木新平
 法政大学工学部機械工学科

航空用ジェットエンジンなどに使用されるターボ機械の流路内では、作動流体に流路の曲率による遠心力および回転によるコリオリ力が作用し複雑な二次流れが生じ、段効率さらには機械の全体性能に大きな影響を与える。このようにターボ機械内では複数の二次流れによる渦が生じ、それらの干渉により非常に複雑な流れの様相を呈する。従って、このような流れ場の挙動と損失発生との因果関係を直接実験を用いて解明することは非常に困難である。したがって、本研究では実機の流路から回転の効果や流路の曲率を部分的に取り除いたモデル流路内の流れを解析し、各種の二次流れ単体と損失発生とのメカニズムを解明した。

1. 緒言

軸流形羽根車内で生じる主な二次流れの成分としては、馬蹄形渦、流路渦および漏れ渦などが挙げられる。遠心形羽根車内でも軸流形と同様な多種の渦が生じるが、流路渦は特に子午面内の流路の曲率および流路後半部での半径方向流に対するコリオリ力の作用のために複雑な挙動を示す。ターボ機械内で生じる二次流れの中で最も支配的なものは流路渦であり、損失発生の大いなる要因である。流路渦が発生する最も基本的なモデル流路の一つには二次元曲りダクトがあり、これに対して実験的および数値解析的に各種の二次流れと損失発生とのメカニズムを解明する多くの研究が行われている。

本研究では特に二次元曲りダクト内の二次流れと実機のターボ機械内で見られる二次流れとを関連付けて、二次流れと損失発生との関係を解明することを目的として各種の流れ場に対する数値解析を行った。

2. 解析条件

図 1 に解析対象となる正方形断面($H=W=0.04\text{m}$)の水力直径 $D=0.04\text{m}$ 、曲り角 $\theta=90^\circ$ 、半径比 $R_c=2.3$ の二次元曲りダクトの形状を示す。

表 1 に Case ~ の解析条件を示す。ここで、 θ は曲り角、 L_u は曲りダクト上流側の直線ダクトの長さ、 D_v は式(2.1)で定義した入口速度分布パラメータである(図 2)。

$$D_v = \frac{W_v}{W} \quad (2.1)$$

ここで、 W は管幅、 W_v は一様流の幅を表している。

Taylor ら⁽¹⁾は L_u を $7.5D$ に設定して、入口質量平均流速 V_c と水力直径 D に基づくレイノルズ数 $Re=40,000$ (ディーン数 $De=18,700$)の乱流の測定を LDV を用いて行っている。

本研究ではまず計算精度の検証を行うため、Taylor らが行った実験と同条件とし、対流項に対して 3 種類の評価法を用いて Case ~ について解析を行い、実験結果と比較した。

次に、管内流の損失生成において流路渦の発生の影響を調べるために、Case 1 では正方形断面($D=0.04\text{m}$)を有し長さ $21.5D$ である直線ダクト内の流れの解析を行い、Case 2 の結果と比較した。

また、曲りダクト入口での境界層厚さが、流路渦の形成および損失生成にどのように影響を与えるかを調べるために、Case 3 ~ 5 と同じ曲りダクトに対して $L_u=3.75D$ とした Case 3 について解析を行い、Case 2 の結果と比較した。Case 3 ~ 5 では入口断面での速度分布を一様($D_v=1.0$)に与えている。

さらに、非対称な流路渦の発達に損失生成に与える影響を調べるために、Case 6 のダクトに対して流路幅方向 Z に入口速度分布パラメータ D_v を 0.00, 0.50 に変化させた Case 7、8 についても計算を行い、Case 2 の結果も含めて比較した。図 2 に入口速度分布パラメータ D_v の定義を示す。また、最大流速 U_{max} は式(2.2)で与えられる。

$$U_{max} = \frac{2Q}{(W+W_v)H} \quad (2.2)$$

ここで、 Q は体積流量である。

これら Case 2 ~ 8 全ての CASE に対して、 V_c と D に基づくレイノルズ数は $Re=40,000$ である。また、曲りダクト下流側の直線ダクトの長さ L_d は $7.5D$ に設定して解析を行った。

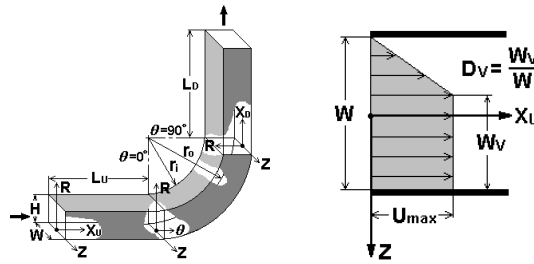


図 1 二次元曲りダクト 図 2 入口速度分布パラメータ

表 1 解析条件

Case No	ダクト形状	対流項評価法	L_u	D_v	δ
1	曲りダクト	ハイブリッド	7.5d	1.00	0.0
2	曲りダクト	二次風上	7.5d	1.00	0.0
3	曲りダクト	三次風上	7.5d	1.00	0.0
4	直線ダクト	三次風上	-	1.00	0.0
5	曲りダクト	三次風上	3.75 d	1.00	0.0

6	曲リダクト	三次風上	3.75 d	0.00	-
7	曲リダクト	三次風上	3.75 d	0.50	-

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乱流場の基礎方程式を用いており、その一般形は次式で表わされる。

$$\frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[\sqrt{\frac{g}{g_{jj}}} \rho U(j) \phi \right] = \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left[\sqrt{g} g^{j\alpha} \Gamma^\alpha \frac{\partial \phi}{\partial \xi^\alpha} \right] + S^\phi \quad (3.1)$$

ここで、 ϕ は境界適合座標軸 ξ^j 方向の速度の物理成分 $U(j)$ 、乱流運動エネルギー k およびその散逸率 ϵ を表す任意の従属変数で、 S^ϕ は生成項、 Γ^α は拡散係数である。また、 g^{jj} は計量テンソルの反変、 g_{jj} は共変成分であり g はその行列式である。

式(3.1)の離散化には有限体積法を、また、対流項の評価には三次精度の風上差分法を用いた。本解析法で用いたアルゴリズムは SIMPLE 法である。壁面境界条件には壁法則を適用した。

計算格子の数は表 1 に示したすべての Case に対して 95(主流方向) × 35(幅方向) × 35(高さ方向)である。

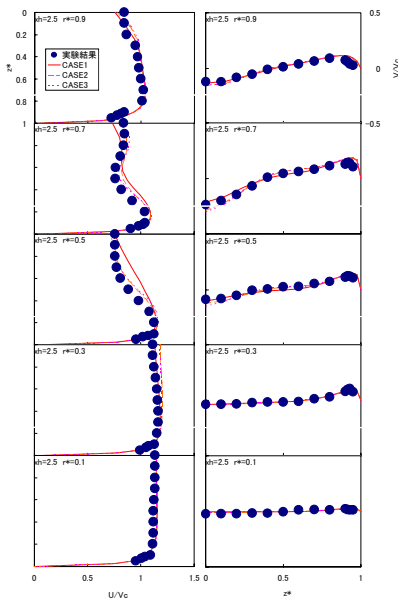
4. 結果および考察

4.1 実験値との比較

本数値解析法の精度を検証するために Case ~ の結果を Taylor ら⁽¹⁾が同条件で測定した結果と比較した。

図 3 に曲リダクト(以下 CD)下流の $X_D = 2.5D$ での主流方向の速度 U と R 方向の二次流れ速度成分 V の分布の本計算結果と実験値との比較を示す。ここで、 r は D で無次元化した R 方向の距離、 z は $D/2$ で無次元化した Z 方向の距離である。

CD 下流における内壁付近での低運動エネルギー領域の存在を示す主流方向速度分布および二次流れ速度分布は本計算結果は定量的に実験値と一致している。対流項の評価法による違いは低エネルギー領域内で見られ、三次風上差分法を用いたものが、実験値に一番近い値を示している。



(a) 主流方向成分 (b) 二次流れ成分
図 3 速度成分の比較 ($X_D = 2.5D$)

よって、以下で本計算結果により二次流れと損失発生機構を検討する際、対流項に対し三次風上差分を用いるのが最も信頼性が高いと考えられ、条件 Case ~ ではそれを用いて解析を行った。

4.2 流路渦による損失発生の影響

まず、流路渦の発生が管内流の損失発生に与える影響を調べるために、Case と Case の結果を比較した。

図 4 に各 Case の断面質量平均全圧損失係数 C_{pt} の流路方向の分布を示す。ここで、 X_h は D で無次元化した管断面中央位置での流れ方向の距離である。同図は CD 入口 ($= 0^\circ$) での値を基準に表示している。CD の上流では両者の結果は同様な損失増加を示しているが、CD 入口 ($X_h = 0$) 付近で Case の損失の勾配が増加しており、流路渦の発生を示している。CD の下流側では流路渦の崩壊により損失増加の勾配は減少し直線ダクトの勾配に近づいている。

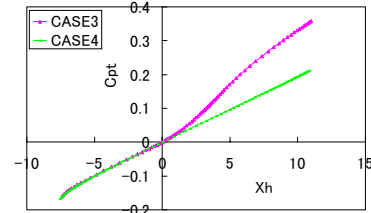


図 4 全圧損失係数分布

4.3 入口境界層厚さの影響

曲リダクト上流での境界層厚さが流路渦の形成および損失生成に与える影響を調べるために、Case と の結果を比較した。 L_U の値が大きいほど CD 入口での境界層厚さは厚い。図 5 に各 Case の断面質量平均全圧損失係数 C_{pt} の流路方向の分布、また、図 6 には断面質量平均二次流れ運動エネルギー係数 C_{sk} の流路方向の分布を示す。両図は CD 入口 ($= 0^\circ$, $X_h = 0$) での値を基準に表示している。 C_{sk} は次式によって定義した。

$$C_{sk} = \left(\frac{V_s}{V_c} \right)^2 \quad (4.1)$$

ここで、 V_s は二次流れの速度成分である。図 7 には CD の下流 $X_D = 2.5D$ での断面内の二次流れ速度ベクトルと全圧損失係数分布を示す。

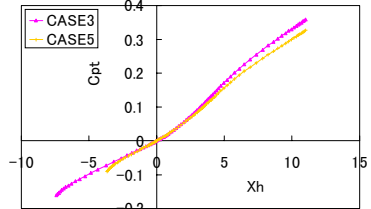


図 5 全圧損失係数分布

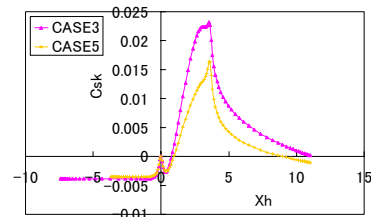
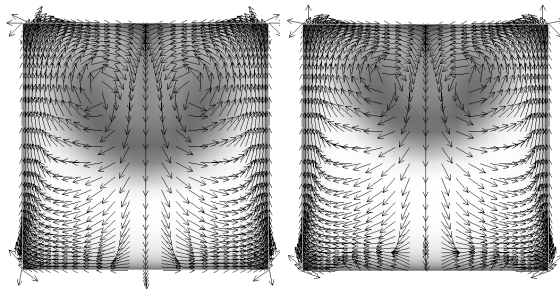
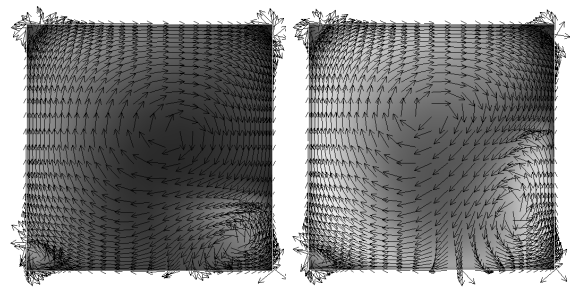


図 6 二次流れ運動エネルギー



(a)Case ($L_0=7.5D$) (b)Case ($L_0=3.75D$)
 図7 二次流れベクトルと全圧損失係数分布($X_h=2.5D$)



(a)Case ($L_0=3.75D$) (b)Case ($L_0=3.75D$)
 図10 二次流れベクトルと全圧損失係数分布
 ($X_h=2.5D$)

図5において全圧損失は L_0 が長いほど壁面境界層の発達に伴い CD 入口で大きな値を示しているが、CD 内ではほぼ同様な増加の割合を示している。二次流れ運動エネルギーに関しては(図6)、CD 内で急激に増加し L_0 が長いほど高い値をとっており、流路渦の発達が著しいことを示している。従って、CD 内においては L_0 の違いにより流路渦の発達に差を生じる。一方、CD 出口($X_h=3.6$)付近から L_0 の違いによって損失増加の割合に変化が生じ、 L_0 が長いほど増加の割合が大きい。図7からも CD 下流において高損失領域が L_0 が長いほど一對の流路渦の巻き込み位置を中心に広がりが大きいことが分かる。また、二次流れ運動エネルギーは CD 出口付近から急激に減少しており、流路渦の崩壊を表わしている。さらに、各 Case の二次流れ運動エネルギーの差は最大値をとる CD 出口付近で最大となり、CD 下流直管内で減少しており、 L_0 が長いほど渦の崩壊が著しいことを示している。以上の事から、CD 下流における損失の差は流路渦の発達過程よりも崩壊過程による寄与が大きく、流路渦が CD 内で強く発達するほど崩壊過程で損失を増加させることが分かる。

4.4 入口速度分布の影響

入口速度分布が流路渦の形成および損失生成に与える影響を調べるために、Case、およびの結果を比較した。

図8および図9に各 Case の全圧損失係数 C_{pt} と二次流れ運動エネルギー係数 C_{sk} の流路方向の分布を示す。図10には CD の下流 $X_h=2.5D$ での断面内の二次流れ速度ベクトルと全圧損失係数分布を示す。

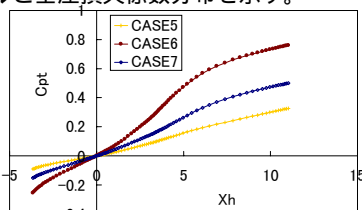


図8 全圧損失係数分布

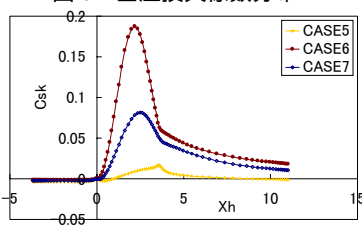


図9 二次流れ運動エネルギー

全圧損失分布は入口速度分布の影響により既に CD 入口で差を生じている。また、入口速度分布を変化させた場合は CD 内でも損失の増加割合は大きな差を生じている。これは CD 内で二次流れ運動エネルギーの強さに大きな差を生じていることに起因すると考えられる(図9)。従って、流路渦の発達の差が非常に大きい場合は、その発達過程においても損失生成に影響を与えることが分かる。また、二次流れ運動エネルギー分布において、Case および では CD 出口で最大値をとっているが、 D_v を小さくするにしたがって上流側に移動している。この原因としては、 D_v を小さくすることによって流路渦が非常に強くなり、それによって主流方向速度の一樣化が促進され、結果として流路渦の発達が停止すると考えられる。図7(b)および図10から D_v が大きい場合は高損失領域は流路渦の巻き込み位置に集中して存在しているが、小さくすることによって管断面全体に広がっており主流方向速度の一樣化が迅速であることが分かる。また、流路渦の形成は入口速度分布で低速側の左側の渦が D_v を小さくすることによって促進され、右側の渦が消滅していくことが分かる。以上の事から不均一な入口速度分布は流路渦を強め、損失生成を増大させることが言える。

5. 結論

- (1) 流路渦の損失生成への影響は、流路渦が弱い場合はその崩壊過程でのみ大きい、流路渦が強い場合は発達過程においても大きくなる。
- (2) 入口速度分布が不均一の場合、損失および流路渦の強さを増大させる。

参考文献

- [1] Taylor, A.M.K.P, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 104(1982), 350-359.
- [2] Langston, L.S, Trans. ASME, J. Engineering for Power, (1977), 21-28.

キーワード.

CFD、曲りダクト、ターボ機械

Summary.

Numerical Simulation of Secondary Flow in a Turbomachinery by Curved Square Duct

Yasuhiro Ishida Toshifumi Kitahara Ryuji Chida
Hoshio Tsujita Shimpei Mizuki
Department of Mechanical Engineering, Hosei University

In the passage of a turbomachinery, the secondary flow under the effect of the centrifugal and the Coriolis forces exhibits complex flow pattern, and strongly affects the generation of losses. It is difficult to reveal the relationship between the secondary flow and the loss generation mechanism by using an actual turbomachinery. The most dominant secondary flow is the passage vortex.

In the present study, the flow within the two-dimensional curved square duct is selected as a fundamental model for the appearance of the passage vortex. The numerical computations are performed for the various boundary conditions, in which the inlet boundary layer thickness and the inlet velocity profile are changed. The computed results are compared with the experimental results to estimated the validation of the present computation code.

Keywords.

Computational Fluid Dynamics, Curved Square Duct, Turbomachinery