

回転するUベンド内の流れと熱伝達

田村 洋 石垣 博*

Flow and Heat Transfer in a Rotating Square Sectioned U-bend

by

Hiroshi TAMURA and Hiroshi ISHIGAKI
National Aerospace Laboratory, Kakuda Research Center.

ABSTRACT

Numerical analysis was conducted for the laminar flow and heat transfer in a square sectioned U-bend which rotates at constant angular velocity about an axis parallel to a center of the bend curvature. In rotating U-bend, secondary flow is developing under the effects of Coriolis force and centripetal force which affects its friction and heat transfer. The flow was characterized by five parameters K_{LC} , Ro , λ , λ/Ro and Pr . The calculations were conducted with various combinations of these parameters.

1. 緒言

ベンドの曲率中心に平行な軸のまわりに一定角速度で回転する正方形断面のUベンド内の層流と熱伝達の数値解析結果を報告する。このような流れはガスタービン動翼冷却流路等に見られるもので実用的にも重要である。

回転するUベンド内を流れる流体には回転効果による遠心力とコリオリ力および管路の曲率効果による遠心力が作用し、管内には二次流れが発生する。その流動伝熱特性はこの二次流れの影響を受けて変化する。

回転Uベンド内の流れは、その極限として静止Uベンド¹⁾、直交回転管^{2,3)}、および回転曲管⁴⁾の場合を含む。石垣の相似理論⁵⁾によれば、回転Uベンド内の流動伝熱特性は K_{LC} 、 Ro 、 λ 、 λ/Ro および Pr の5個の無次元数から決まる⁴⁾。また、そ

の軸方向の発達特性は無次元軸方向距離を用いることで表示できる⁶⁾。ここでは、これらのパラメータを種々かえた計算を行うことによって、本問題に対する系統的な理解を試みる。ただし、作動流体は空気 ($Pr=0.71$) に限定し、 Pr の効果については別報で報告する予定である。また、既報²⁾では、直交回転管の流れの支配特性数が、 K_{LR} ($= Re/\sqrt{Ro}$) であることを示したが回転Uベンドでは K_{LR} と K_{LC} の間には $K_{LR}=\sqrt{\lambda}/Ro K_{LC}$ の関係がある。

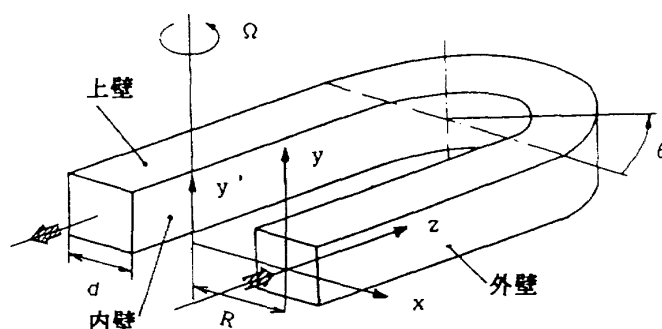


図1 回転Uベンドの座標系

* 航空宇宙技術研究所 角田支所

2. 主な記号

- d : 正方形ベンドの一辺の長さ
- K_{LC} : 曲管の層流特性数(ディーン数) $= Re/\sqrt{\lambda}$
- K_{LR} : 直交回転管の層流特性数 $= Re/\sqrt{|Ro|}$
- L : 回転軸からの距離
- Nu : 周平均ヌセルト数
- Nuo : 静止正方形管のヌセルト数
- P^* : 換算圧力 式(7)
- Pr : プラントル数
- R : 曲管部の曲率半径
- Re : レイノルズ数 $= V_{z,m}d/\nu$
- Ro : ロスビー数 $= V_{z,m}/\Omega d$
- T : 流体温度
- \tilde{z} : 無次元軸方向距離 $= z/(d\sqrt{\lambda})$
- λ : 曲管部の曲率比 $= R/d$
- Ω : 回転管の回転角速度

3. 基礎式と数値解法

回転するUベンドに固定して図1に示すように座標系(x,y,zまたは θ)をとる。ここでzは管路に沿う方向、xとyはそれに直交する方向である。管路はy'軸まわりに一定角速度 Ω で回転するものとし、図に示したように流れ方向と回転方向が同一の場合を正回転、また、これと逆の場合を逆回転と呼ぶ。流れは定常、非圧縮、層流とする。Uベンド曲管部における基礎式は回転曲管において成立するものと一致し、次のようになる。ここで p^* は実際の圧力から遠心力場の作

用による平衡圧力を引いた換算圧力である。

$$\frac{1}{R+x} \frac{\partial(R+x)V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{1}{R+x} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} = 0 \quad (1)$$

$$V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_x}{\partial y} + \frac{V_z}{R+x} \frac{\partial V_x}{\partial \theta} - \frac{V_z^2}{R+x} - 2\Omega V_z = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial x} + \nu \left\{ \nabla^2 V_x - \frac{V_x}{(R+x)^2} - \frac{2}{(R+x)^2} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} \right\} \quad (2)$$

$$V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + V_z \frac{\partial V_y}{\partial \theta} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial y} + \nu \nabla^2 V_y \quad (3)$$

$$V_x \frac{\partial V_z}{\partial x} + V_y \frac{\partial V_z}{\partial y} + \frac{V_z}{R+x} \frac{\partial V_z}{\partial \theta} + \frac{V_x V_z}{R+x} + 2\Omega V_x = -\frac{1}{\rho} \frac{1}{R+x} \frac{\partial p^*}{\partial \theta} + \nu \left\{ \nabla^2 V_z - \frac{V_z}{(R+x)^2} + \frac{2}{(R+x)^2} \frac{\partial V_x}{\partial \theta} \right\} \quad (4)$$

$$V_x \frac{\partial T}{\partial x} + V_y \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{V_z}{R+x} \frac{\partial T}{\partial \theta} = \frac{\nu}{Pr} \nabla^2 T \quad (5)$$

$$\nabla^2 \equiv \frac{1}{R+x} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (R+x) \frac{\partial}{\partial x} \right\} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{(R+x)^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \quad (6)$$

$$p^* = p - \frac{1}{2} \rho \Omega^2 L^2 \quad (7)$$

境界条件は、速度に対しては壁で粘着条件、温度に対して周方向壁温一定、軸方向熱流束一定とした。またUベンド入り口における速度と温度分布は直交回転直管の完全発達した解を与えた。

数値計算法は、Patankarの著書⁷⁾を参考に著者

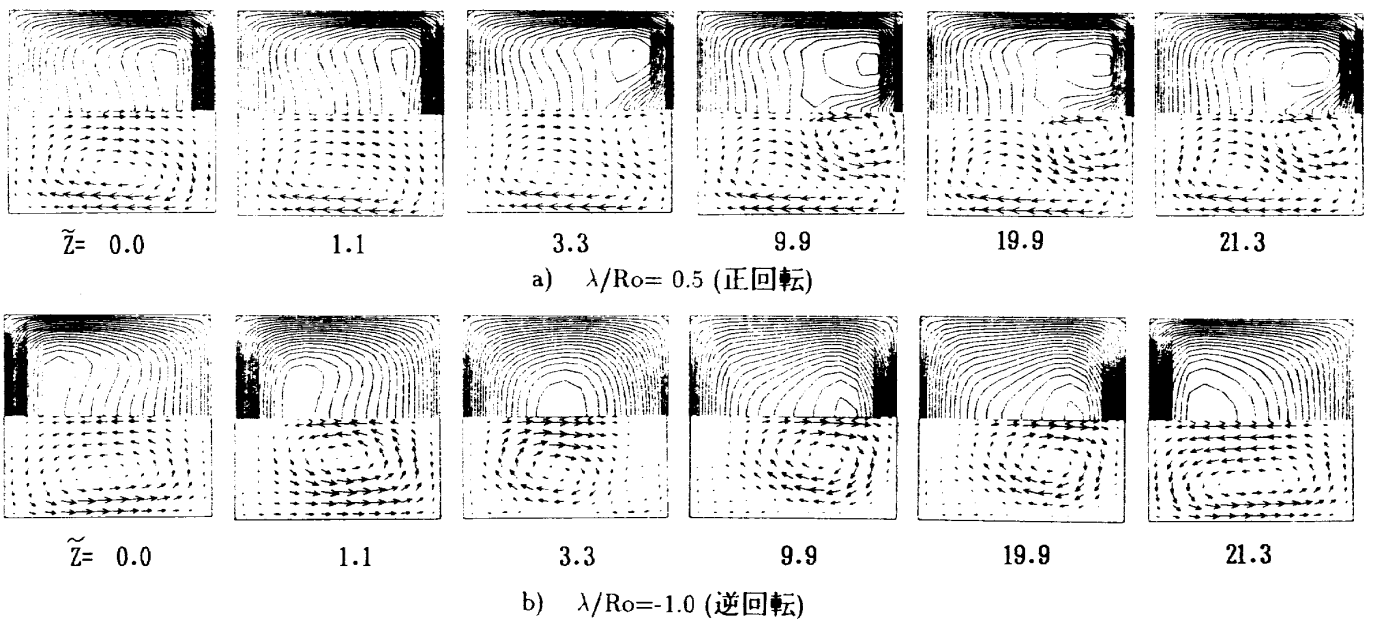


図2 主流速度等高線および二次流れの発達状況

($K_{LR}=100, \lambda=40$)

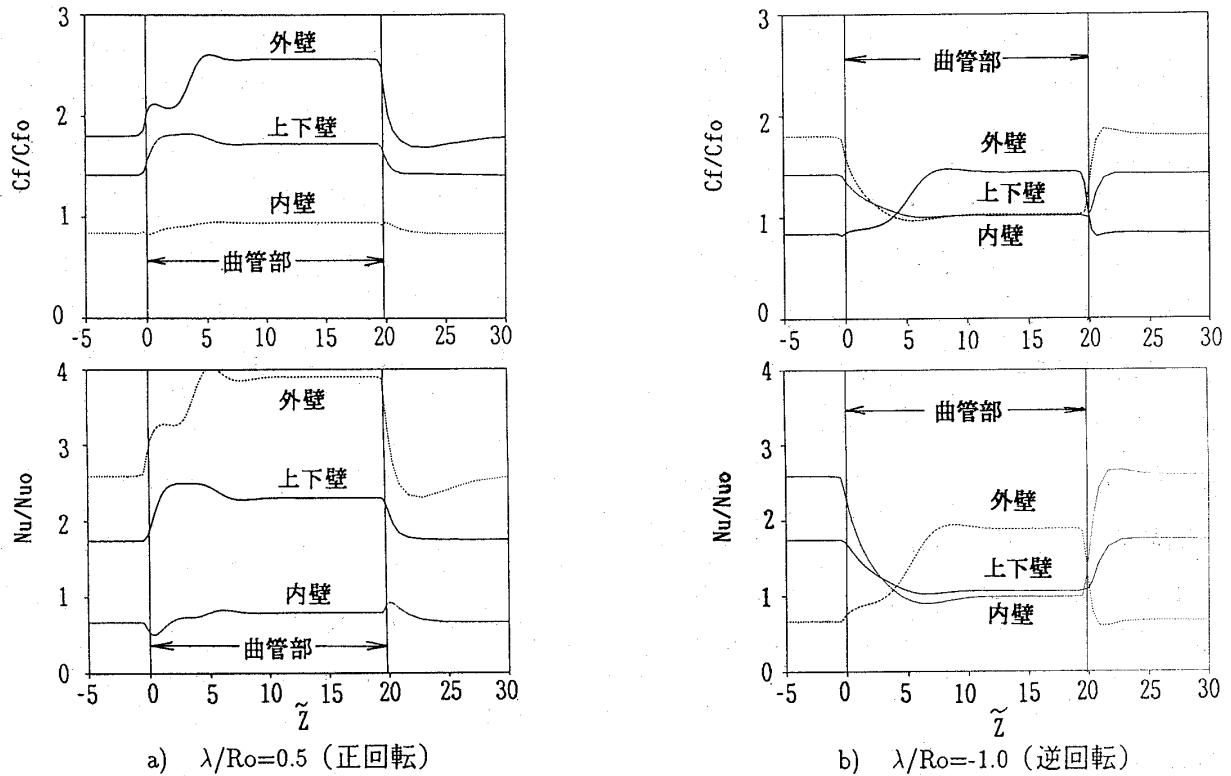


図3 各面平均の管摩擦係数と熱伝達係数の流れ方向の変化

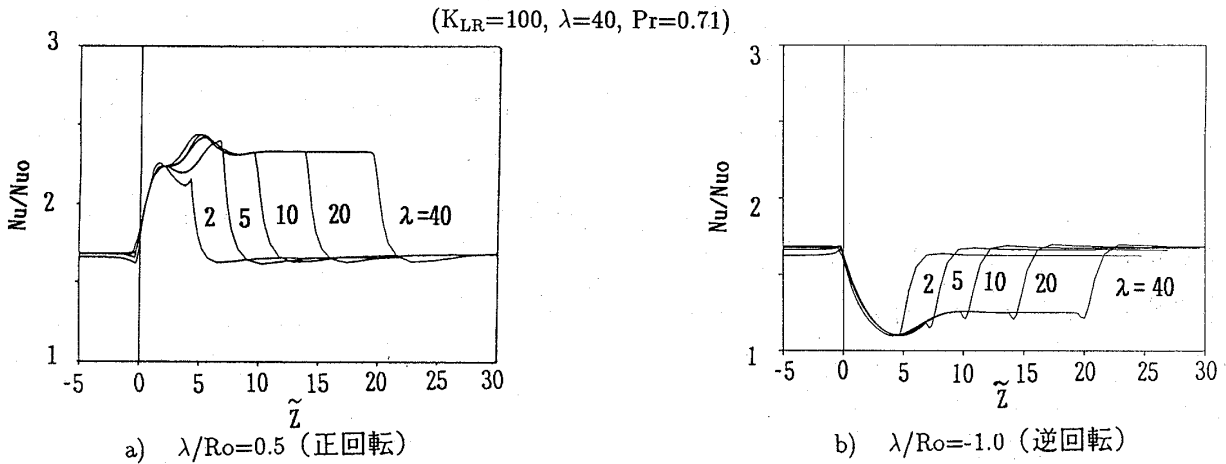


図4 管周平均の熱伝達係数の流れ方向の変化

($K_{LR}=100, Pr=0.71, \lambda=2 \sim 40$)

らが開発した三次元 Navier-Stokes コードであり、有限体積法、スタガード格子、ベキ乗スキーム、SIMPLE 法によっている。計算は上下対称を仮定し、半断面について行った (格子点数は x 方向 15, y 方向 11, z 方向 65 ~ 100)。

4. 計算結果と考察

流れ構造

図2に直管部と曲管部における軸速度と二次流れの変化の代表的な例を示す。ここで \tilde{z} は曲管部の入口を原点にとった。図2aは正回転 (λ/Ro

$= 0.5, K_{LR}=100$) の場合である。直管部でコリオリ力による二次流れをもつ流れが、曲管部に入ってコリオリ力と同方向に作用する遠心力を受ける。このため、ディーン型の不安定渦が発生し、速度ピークが分断される。図2bは逆回転の計算例で、コリオリ力と遠心力の作用がほぼ拮抗する ($\lambda/Ro = -1.0, K_{LR} = 100$) 場合である。曲管部に入ると遠心力による時計回転の渦がコリオリ力による反時計回転の渦を次第に押しつぶして成長し、それに伴い最初に内壁近くにあった速度

ピークが、外壁方向に移動していく状況 ($\bar{z}=1.1 \sim 9.9$) がわかる。

管摩擦係数と熱伝達係数

図3 a,b は、上の二つの計算条件での各壁面の平均管摩擦係数と熱伝達係数が管軸方向にどのように変化するかを示したものである。管摩擦係数と熱伝達係数は、 $Pr=0.71$ のこの場合にはほぼ相似である。

図3 a の正回転の場合には、外壁と上下壁の管摩擦係数と熱伝達係数は曲管部に入るとさらに上昇している。この場合、外壁の管摩擦係数および熱伝達係数の上昇の仕方に不整な変化が見られるが、これは図2 a と比較すればわかるように不安定渦が発生したためである。

図3 b の逆回転の場合は、直管部では管摩擦係数および熱伝達係数は、内壁および上下壁で高く、外壁で低い。曲管部に入ると内壁および上下壁で急激に減少し、外壁では次第に高くなっている。

つぎに K_{LR} 、 λ/Ro を一定とし、 λ を変化させたときの熱伝達係数の管軸方向の変化の計算例を

図4 a,b 示す。 $\lambda \geq 10$ の計算結果は曲管部入口での熱伝達係数の変化が一本の線に乗ることを示している。(曲管部の出口を、 \bar{z} の原点にとるとき、曲管部の出口における変化についても同様なことがいえる。) これは、回転Uベンドの流動伝熱特性が $|Ro| \geq 10$ 、 $\lambda \geq 10$ においては、 Ro 、 λ の値によらず、 K_{LC} と Pr によって決まることを示している。

引用文献

- (1) 石垣・山田、機論 57-544(1991).
- (2) 石垣・田村、機論 57-540(1991).
- (3) 田村・石垣、第3回数値流体力学シンポジウム講演論文集 pp.407(1989).
- (4) 石垣・望月、第5回数値流体力学シンポジウム講演論文集 pp.271(1991).
- (5) 石垣 機論 58-550(1992).
- (6) 石垣 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集 pp. (1992).
- (7) Patankar, S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow" Hemisphere (1980).