

流線曲率を有する壁乱流に重畳する回転効果

Rotational effect on Turbulent Curved Channel Flow

○ 長田光広 (東大工) 森雅稔 (東大工) 笠本伸英 (東大工)

Mitsuhiro NAGATA, Masatoshi MORI and Nobuhide KASAGI

Dept. of Mechanical Eng., The University of Tokyo, Tokyo, Japan

Effects of centrifugal and rotational instability on the structure of wall turbulence are investigated by means of direct numerical simulation (DNS) of turbulent curved channel flow with system rotation. The DNS results show: 1) in negative rotation case, turbulence intensity distributions vary in a complex manner with increasing rotation number; 2) in the case of strong positive rotation, the redistribution from radial Reynolds stress to other components occurs by pressure-strain correlation due to the strong radial production of body forces. Combined effects of curvature and rotation are revealed through the flux Richardson number distributions.

1. 緒言

ターボ機械におけるインペラ流れは、流体機械の性能に直接関わる重要な要素である。その流れは、流線曲率及び回転の複合効果による複雑な流動様式を有する。特に近年注目を集めているマイクロガスタービンにおいては、小型化の要請からインペラ流れは強い曲率を有することになる。従って、マイクロガスタービンの性能に関わる高曲率高回転乱流の解析はインペラの性能評価及び設計の観点から重要である。

流線曲率及び回転の単独効果は、これまでに回転に関しては Johnston et al.¹⁾、また流線曲率については Eskinazy & Yeh²⁾ などによる実験研究がよく知られており、また両体積力の効果は相似性を有することが明らかにされている。

その一方で流線曲率及び回転の重畳効果の作用する乱流場に関する研究は意外に少なく、過去には菊山ら³⁾によるコリオリ力の作用する凸、及び凹面上の乱流境界層の研究が見られるのみである。菊山らは無次元曲率 0.08 の凸面及び無次元曲率 0.07 の凹面をもつ曲がり流路に対し回転率 ± 0.075 , ± 0.15 を印加し、平均流速及び乱流強度を取得することにより流線曲率及び回転の複合効果を明らかにしている。しかし、これらの研究は曲率効果が未飽和であるという問題を有しており、また乱れエネルギーの収支に関する考察を行っていないため、遠心項及びコリオリ項による体積力生成を通じた乱れエネルギーの消長機構は未解明である。

本研究では、DNSを通じて曲率流路に対しスパン方向回転を印加した乱流場の解析を行うことにより、乱流場の変化、生成散逸機構の解明、及び回転方向、回転数の違いによる渦構造の変化についての理解を得ることを目的とする。

2. 計算手法

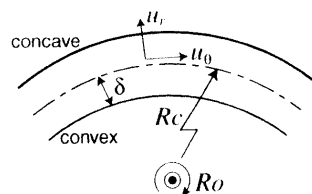
回転座標系における Navier-Stokes 方程式を反変速度を基本変数とする一般座標表現で表す。格子系はスタガード格子である。連続の式、運動量式のカップリングにはフラクショナル・ステップ法を用いた。空間離散化は2次精度中心差分であり、時間離散化は全項 Crank-Nicolson スキームを用いた陰解法である。

図1に計算領域を示す。 δ はチャンネル半幅、 R_c をチャンネル中心の曲率半径とする。計算は、表1の4条件に対して行った。全条件に対して採用した曲率 $\delta/R_c = 0.1$ は、5kw 及び 30kw マイクロガスタービン内の圧縮機及びタービンのインペラ曲率値に対応する。

図1におけるローテーション数 Ro_r は次式で定義される：

	δ/R_c	Ro_r
case 1	0.1	-5.0
case 2	0.1	-2.5
case 3	0.1	+2.5
case 4	0.1	+5.0

Table 1 Computational conditions. Fig. 1 Computational domain.



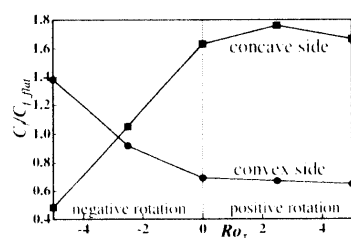
$$Ro_r = \frac{2\Omega\delta}{u_\tau} \quad (1)$$

また、図1中の回転の向きが正回転 ($Ro_r > 0$) であり、このとき遠心力及びコリオリ力は同方向に働く。それに対し、負回転 ($Ro_r < 0$) の場合には遠心力及びコリオリ力は逆向きに作用する。計算領域は、主流方向、壁面垂直方向、スパン方向にそれぞれ $7\delta \times 2\delta \times 4\delta$ 、格子点数は、主流、半径、スパン方向それぞれ $64 \times 100 \times 80$ とした。主流方向、スパン方向にはそれぞれ周期境界条件を課した。

3. 摩擦係数分布

図2に摩擦係数分布を示す。尚、図中での摩擦係数は平板チャネルにおける値で正規化している。摩擦係数は次式で定義される：

$$C_f = 2\tau_w / (\rho U_m^2) \quad (2)$$

Fig. 2 C_f distributions.

正回転 ($Ro_r > 0$) の場合には、回転数による摩擦係数の変化は比較的少ない。それに対し負回転の場合には摩擦係数の変動は急峻であり、回転数の増大により凸面が不安定に移っていく様子が明確に現れている。

4. 乱流強度分布

図3に主流方向及び半径方向の乱流強度分布を示す。

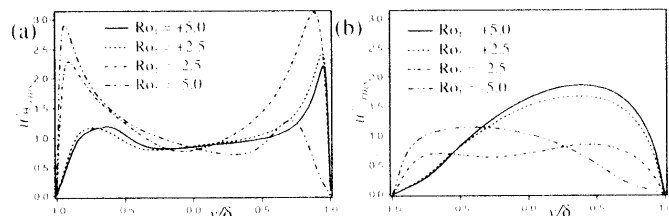


Fig. 3 Turbulence intensities (a): streamwise (b): radial.

正回転 ($Ro_r > 0$) では、回転数の変化による乱流強度の変化は比較的少ない。これは、 $Ro_r = 2.5$ の時点で既に凹面側が充分不安定になっていることによる。それに対し負回転の場合には回転数の変化による乱流強度の変化が顕著であり、凹面から凸面側への不安定領域の移動がはっきりと現れる。

5. リチャードソン数

リチャードソン数は、成層流に働く浮力の効果を表す為に定義される無次元数であるが、Bradshaw⁴⁾により同じく体積力の働く曲率流れに対し拡張された、フラックス・リ

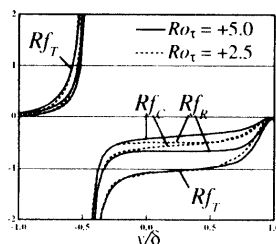


Fig. 4 Flux Richardson number distributions.

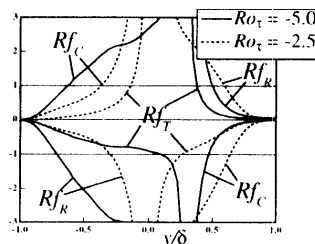
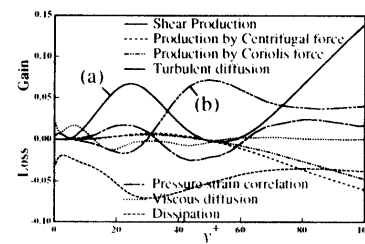
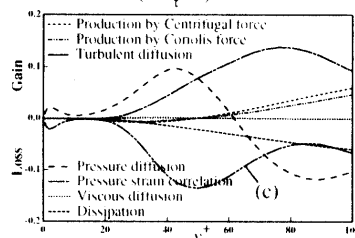
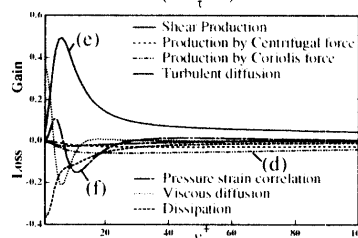
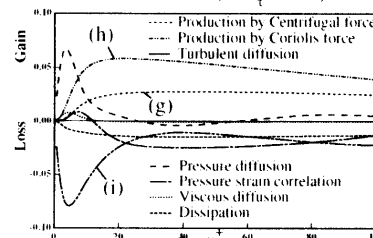


Fig. 5 Flux Richardson number distributions.

Fig. 6 Streamwise Reynolds stress budgets.
(convex side, $Ro_t = +5.0$)Fig. 7 Radial Reynolds stress budgets.
(convex side, $Ro_t = +5.0$)Fig. 8 Streamwise Reynolds stress budgets.
(concave side, $Ro_t = +5.0$)Fig. 9 Radial Reynolds stress budgets.
(concave side, $Ro_t = +5.0$)

チャードソン数 R_f は主流方向乱れのせん断生成に対する半径方向乱れの生成の比にマイナスを乗じたものであり、曲率に対するリチャードソン数 R_{f_c} 及び回転に対するリチャードソン数 R_{f_r} は次式で表される：

$$R_{f_c} = \frac{2\bar{v}_\theta / r}{r d(\bar{v}_\theta / r) / dr} \quad (3)$$

$$R_{f_r} = \frac{Ro_t}{r d(\bar{v}_\theta / r) / dr} \quad (4)$$

主流方向及び半径方向乱れの生成項は次式で表される：

$$P_\theta = -2 \left(\bar{v}_\theta' v_r' r \frac{\partial(\bar{v}_\theta / r)}{\partial r} + 2 \bar{v}_\theta' v_r' \frac{\bar{v}_\theta}{r} + \bar{v}_\theta' v_r' Ro_t \right) \quad (5)$$

$$P_r = 4 \bar{v}_\theta' v_r' \frac{\bar{v}_\theta}{r} + 2 \bar{v}_\theta' v_r' Ro_t \quad (6)$$

ここで、遠心力による生成を表す P_θ 第2項及び P_r 第1項、またコリオリ力による生成項である P_θ 第3項及び P_r 第2項は、大きさが等しく符号が反対である。つまり、それぞれ遠心力及びコリオリ力を介した流れエネルギーの再分配を示している。従って、フラックス・リチャードソン数 R_{f_c} 及び R_{f_r} はそれぞれせん断生成に対する遠心力及びコリオリ力による再分配の割合を示す指標でもある。なお、 R_{f_r} は全体的積力に対するフラックス・リチャードソン数である。

図4に正回転におけるフラックス・リチャードソン数の分布を示す。いずれの場合においても、凸面近傍でのフラックス・リチャードソン数は全て正值であり、半径方向から主流方向へのエネルギー分配が生じているが、その値は小さい。一方、凹面では全領域でフラックス・リチャードソン数が負の値を取っており、主流方向から半径方向への乱流エネルギーの再分配が生じている。それぞれの回転数における各要素を見ていくと、まず $Ro_t = 2.5$ の場合には R_{f_r} よりも R_{f_c} の方が大きな値を有しているのに対し、 $Ro_t = 5.0$ になると回転効果の増大に伴い両者の大小関係は逆転する。しかし回転の増大により R_{f_c} は減少しているため、 R_{f_r} の値には両回転数で殆ど変化の見られない点は興味深い。

次に、図5に負回転の場合のフラックス・リチャードソン数の分布を示す。負回転では両体積力が逆方向に作用する為、 R_{f_c} 及び R_{f_r} の符号は逆となる。 $Ro_t = -2.5$ の場合には $R_{f_c} < 0$ より凹面側で半径方向へのエネルギーの流れが生じるが、 $Ro_t = -5.0$ になると今度は回転効果の卓越により凸面側で $R_{f_c} < 0$ となるため、半径方向へのエネルギーの流れは凸面側で生じている。

6. 正回転 ($Ro_t = +5.0$) におけるレイノルズ応力の収支

6.1 凸面側の収支分布

図6, 7に主流、半径方向レイノルズ応力収支分布を示す。凸面では遠心力及びコリオリ力双方が安定効果を与える為、せん断生成 (a) が抑えられる。その為、 $y^+ = 50$ 近傍では圧力歪相関 (b) が主要な利得成分でありそのピークはせん断生成の最大値にはほぼ等しい。また半径方向レイノルズ応力収支分布では全領域で圧力歪相関 (c) が損失として働き、他の成分にエネルギーを分配する。 $y^+ = 50$ における圧力歪相関の負のピークは、主流方向収支の圧力歪相関 (b) の正のピークに対応する。

6.2 凹面側の収支分布

図8, 9に凹面側における主流及び半径方向のレイノルズ応力収支分布を示す。回転効果の増大に伴い、コリオリ力による負の生成 (d) がはっきりと現れている。また、不安定性に起因し、せん断生成 (e) 及び乱流拡散 (f) の卓越する様子がわかる。一方、半径方向のレイノルズ応力収支では、遠心力 (g) 及びコリオリ力 (h) が主要な利得成分として働いていることがわかる。また、圧力歪相関 (i) は凹面全域で負となっている。

図7の結果と併せて、半径方向圧力歪相関はチャネル全域で損失として働いており、主流及びスパン方向に対しエネルギーを分配するという特異な状況が実現されている。これは、コリオリ力及び遠心力による半径方向乱流応力の過剰生成に起因すると考えられる。

7. 結論

1. 正回転では凸面側でコリオリ力との相乗効果により乱れが抑制される。また、半径方向乱流強度がチャネル中央で卓越する。負回転では回転数に伴い乱れの分布が大きく変化する。
2. フラックス・リチャードソン数分布より、回転数に対する両体積力の影響を明らかにした。
3. 乱流応力の収支より、強い正回転の場合には圧力歪相関を通じ、チャネル全域で半径方向から他成分へのエネルギー分配の生じることがわかった。

謝辞 本研究は科学技術振興事業団との間で戦略的基礎研究推進事業の一環として契約された「資源循環・エネルギー・ミナモト型システム技術」研究領域内の超小型ガスタービン・高度分散エネルギーシステム研究の成果である。

引用文献

- 1) J. P. Johnston, et. al.: J. Fluid. Mech., **56**-3(1972), 533. 2) Eskinazy & H. Yeh: J. Aero. Sci. **23**(1956) 23. 3) 菊山ら: 機論, **57**-539, B(1991), 2261. 4) K. Kikuyama, et. al.: JSME Int. J. **36**-1, B(1993) 86. 5) H. Choi, P. Moin & J. Kim: J. Fluid Mech. **255**(1993) 503. 6) P. Bradshaw: J. Fluid Mech. **36**(1969) 177.