

旋回流円錐ディフューザに関する研究

—第1報 乱れの測定について—

Study on Swirl Flow in a Conical Diffuser

—1st Report, Turbulent Characteristics—

鄭 孝 玟*・吉 識 晴 夫*・田 代 伸 一*・遠 藤 敏 彦*・高 間 信 行*
 Hyo-Min JEONG, Haruo YOSHIKI, Shin-ichi TASHIRO, Toshihiko ENDOH and Nobuyuki TAKAMA

1. 序

流体機械でエネルギーを有効に使うためにディフューザがさまざまな分野で使われている。特にターボ機械における出口の速度は旋回成分を持った流れになる。このような流れがターボ機械の出口に取り付けてある円錐ディフューザに流入する場合はかなり複雑な流れ場になる。このディフューザを取り付ける目的は、その出口部分で持つ動圧成分をディフューザ内部で損失なく静圧に回復させることにある。旋回流の流入条件下でディフューザ内の流れ場（速度、圧力）に関して静圧回復率を中心とした性能に関する研究は多いが^{1)~3)}、ディフューザ内の旋回流の流入による乱れ特性についての研究は少ない。

そこで、本研究では静圧回復上昇のメカニズムを究明する一歩として乱れの特性に着目し、旋回成分を持った流れが円錐ディフューザに入る場合について熱線流速計によりディフューザ内部の乱れ測定を行った。以下、その結果の一部を報告する。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略図を図1に示す。実験対象の円錐ディフューザは吸い込み形の風洞入口につき、流入空気は周

方向に24枚の案内翼を取り付けた自由渦形の旋回流発生装置を経て入口直管部、ディフューザ部、出口直管部、静定室へ流入する。

図中のAR1, AR2, AR3, AR4はそれぞれ入口直管部との面積比が心棒がない場合に1, 2, 3, 4となる位置である。また、実験に用いられたディフューザは入口直径122mm, 出口直径244mmでディフューザ片広がり角度 ϕ が4°, 7°, 15°の3種類である（面積比はすべて4）。なお、本実験ではディフューザ出口に直管部（長さ395mm）が設けてあり、測定断面AR4はディフューザ出口から122mmの位置に設けた。本研究はディフューザ中心部に直径28mmの心棒挿入を基本にしている。これは、心棒を挿入した場合に静圧上昇の効果が大きいからである¹⁾。

入口条件はディフューザ入口の上流200mm (AR1) の直管部での測定値を基準にした。本実験では入口直管直径を代表長さとするレイノルズ数 $Re = (\bar{U}_1 \cdot 2R_{01})/\nu$ は $3.0 \sim 3.1 \times 10^5$ (\bar{U}_1 はAR1での断面平均軸方向速度, R_{01} は入口直管半径, ν は動粘度)であり、流量が一定になるように実験した。これらの断面の3次元乱れ測定にはI型と45°傾斜型熱線プローブを軸周りに回転させる方法⁴⁾を使った。また、本実験では以下に説明する旋回流強さ

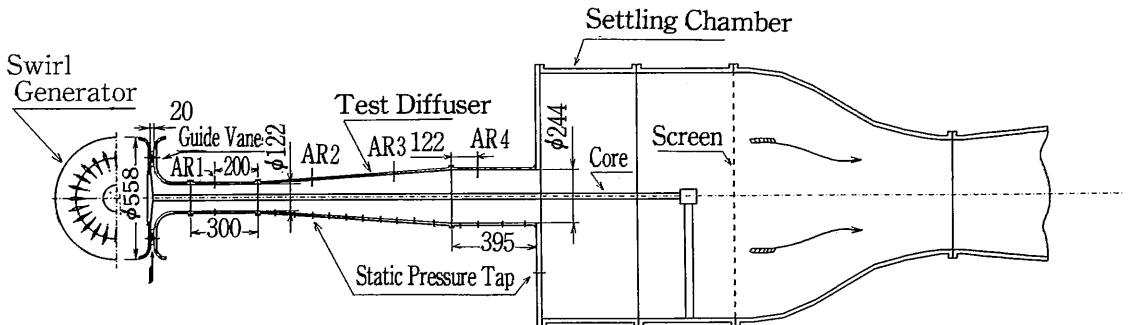


図1 実験装置

*東京大学生産技術研究所 第2部

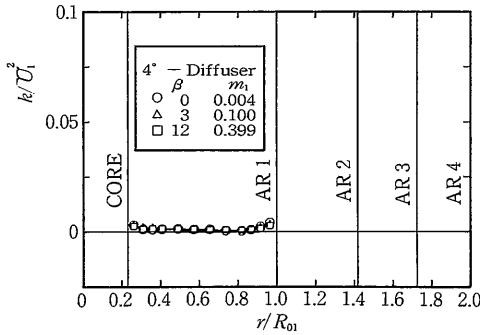


図2.1 乱流エネルギー分布 (入口, $\phi = 4^\circ$)

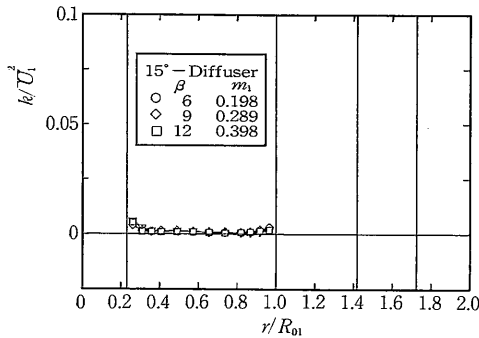


図2.2 乱流エネルギー分布 (入口, $\phi = 15^\circ$)

に対しての乱流エネルギーを中心に検討することにする。

3. 実験結果および考察

3.1 入口断面内の乱流エネルギー分布

旋回流の強さ m_1 は入口直管の軸まわりの運動量と軸方向の運動量の比とし、次のような定義を用いた。

$$m_1 = \frac{2\pi \int_{R_1}^{R_{01}} UW r^2 dr}{R_{01} \cdot 2\pi \int_{R_1}^{R_{01}} U^2 r dr}$$

ここで r は半径, R_1 は心棒半径, U は軸方向速度, W は周方向速度を示す。なお、以下に説明する図においては、横軸は入口半径で無次元化した半径位置, 縦軸は入口直管部の軸方向流量平均速度の 2 乗値で無次元化した乱流エネルギーである。ここで乱流エネルギー k は $(u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ である (u', v', w' はそれぞれ軸方向, 半径方向, 周方向速度の変動値)。なお、旋回流発生装置の案内翼の取り付け角度 β と m_1 との関係は, β が $0^\circ, 3^\circ, 6^\circ, 9^\circ, 12^\circ, 15^\circ$ はそれぞれ m_1 が約 $0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ に対応する。AR1 断面における乱流エネルギー分布を図 2.1~図 2.2 に示す。これは m_1 の変化にかかわらず同じ分布をしている。また、広がり角の違うディフューザにつ

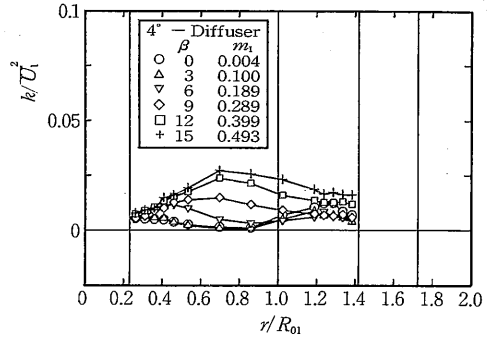


図3.1 乱流エネルギー分布 (2倍断面, $\phi = 4^\circ$)

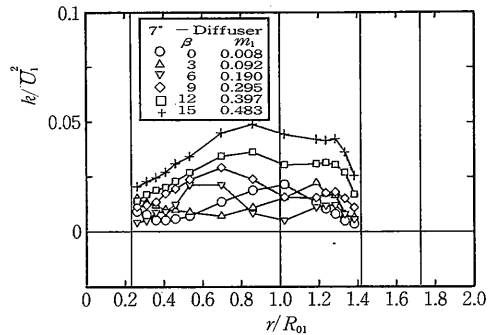


図3.2 乱流エネルギー分布 (2倍断面, $\phi = 7^\circ$)

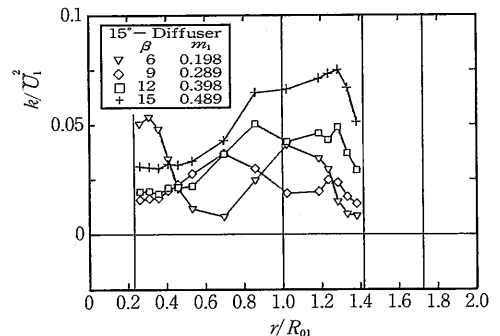


図3.3 乱流エネルギー分布 (2倍断面, $\phi = 15^\circ$)

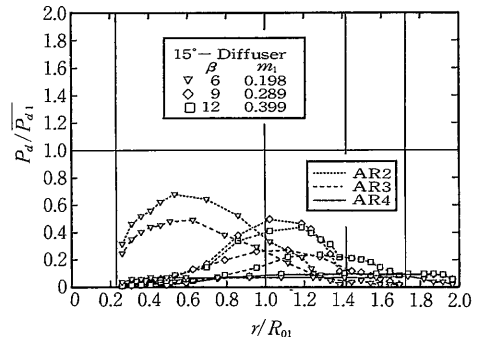


図3.4 動圧分布 ($\phi = 15^\circ$)

研究速報

いても同じ傾向を示しており、入口では均一な乱れの少ない流れの状態を示している。ただ、ディフューザ壁面と直径28mm心棒壁面上では壁面の影響でやや高い値を示しているが壁面近傍を除いては軸方向速度 \overline{U}_1^2 に対して約0.3%以下の非常に乱れの少ない流れとなっている。

3.2 ディフューザ部断面内の乱流エネルギー分布

2倍断面の乱流エネルギー状態を図3.1～図3.3に示す。これはディフューザ入口の均一な乱れの少ない流れがディフューザ部に入り大きく乱れることを示している。また、 m_1 が大きくなると(β が9°以上)乱流エネルギーはほとんど相似分布を示す。広がり角 ϕ については、 ϕ が大

きくなると乱流エネルギーも大きく増加する。また、 β が6°の場合 ϕ が大きくなると β が9°以上の場合に比べ非常に不規則な形の分布を示す。 ϕ が4°の場合はディフューザ壁面にはく離等の不安定な要素は見られない。 ϕ が15°になると壁面では完全なはく離の領域に入っていることより不規則な乱流エネルギー分布の様子がわかる。図3.4には $\phi=15^\circ$ の場合、5孔コーマータで測定した動圧分布を示す。 P_d は各断面の動圧($(\overline{U}^2 + \overline{V}^2 + \overline{W}^2)\rho/2$)を示す。また、 \overline{P}_{d1} は入口直管部の流量平均動圧である。この動圧分布は β が6°以下の場合は無次元半径0.6の所で最大値を示しており(この時は壁面ではく離を生じている)、 β が9°以上の場合半径1.0の所で最大値を持つ流れ場になる。すなわち、 β が9°になると $\beta=6^\circ$ に比べ遠心力が大きくなり、壁付近に最大速度値を示す分布になる。このように β が6°から9°に変わることによって流れ場が大きく変わる。

次に図4.1～図4.3に3倍断面の各 ϕ の変化についての乱流エネルギー分布を示す。これは2倍断面と同じ傾向で ϕ が小さいほど乱れの少ない、安定した流れの様子を示す。 ϕ が4°の場合はほとんど m_1 に関係なく一定な分布を示し、このような傾向は ϕ が大きくなると各 m_1 についての乱流エネルギーは大きくなる。特に ϕ が7°で β が0°、

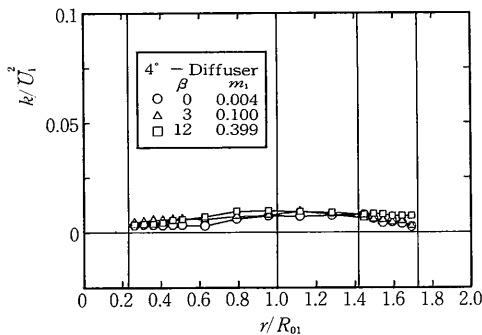


図4.1 乱流エネルギー分布 (3倍断面, $\phi = 4^\circ$)

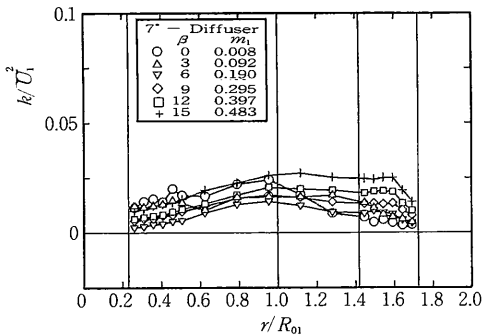


図4.2 乱流エネルギー分布 (3倍断面, $\phi = 7^\circ$)

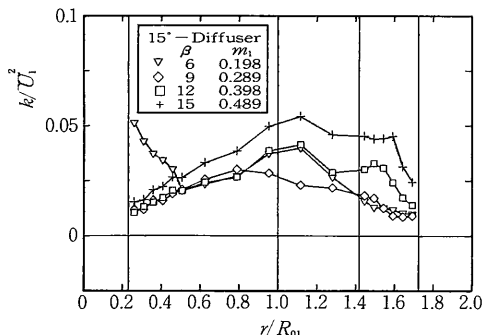


図4.3 乱流エネルギー分布 (3倍断面, $\phi = 15^\circ$)

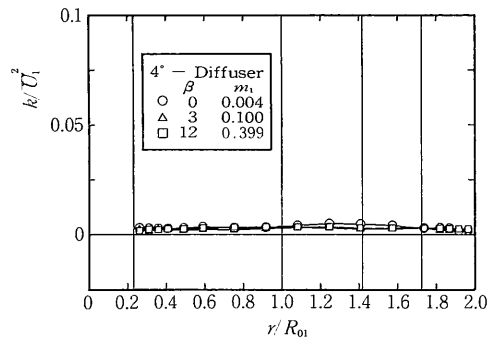


図5.1 乱流エネルギー分布 (出口, $\phi = 4^\circ$)

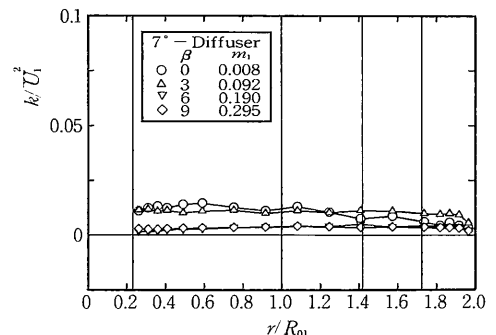
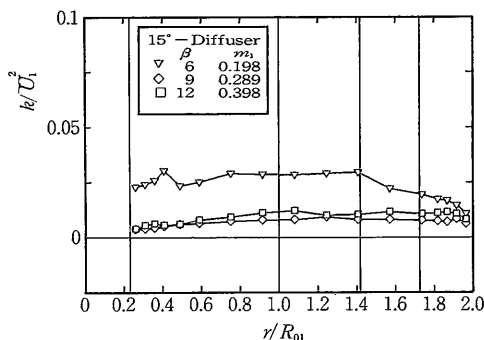
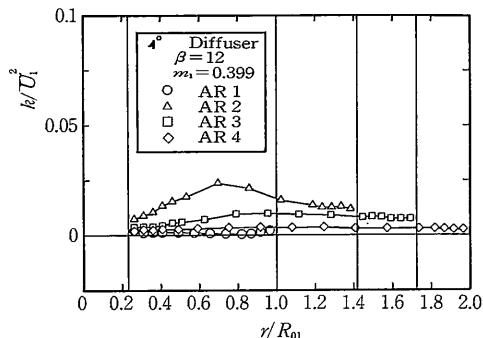


図5.2 乱流エネルギー分布 (出口, $\phi = 7^\circ$)

図5.3 乱流エネルギー分布 (出口, $\phi=15^\circ$)図6.1 乱流エネルギー分布 (各断面, $\phi=4^\circ$)

3°と ϕ が15°で β が6°のときは他の β に比べて非常に不安定な分布が見られる。これはディフューザ部入口付近の壁面はく離の影響がこの3倍断面の所まで及んでいることを示す。なお、 ϕ が15°で β が6°の場合心棒付近で急勾配の乱流エネルギーを示すことは2倍断面でも同様である。

なお、本実験では同種測定を数回繰り返して行い、その平均値を示してある。たとえば $\phi=7^\circ$ の場合は軸方向速度 U_1^2 に対して k は約0.5%、 $\phi=15^\circ$ の場合は約1%前後のばらつきがあったが、この平均値は乱流エネルギーの分布の特徴を十分表すものと考えられる。特に ϕ が15°の場合は他の ϕ に比べて壁面のはく離、もしくは中心部に逆流等の不安定な流れの影響でやや高いばらつきが生じた。

3.3 出口断面の乱流エネルギー分布

図5.1～図5.3に出口断面の各 ϕ の変化についての乱流エネルギー分布を示す。 ϕ が4°の場合はどの m_2 の変化にもかかわらず同じ分布を示している。しかし、 ϕ が7°、15°になるにつれて弱い旋回流になると乱流エネルギーは大きく増加する。これは弱い旋回流(β が6°以下)のときは壁面からはく離が原因でディフューザ出口まで影響を及ぼすと考えられる。このような傾向は ϕ が大きいほど著しい。当然ながら ϕ が大きくなると同じ m_2 に対してディフューザ入口付近での部分的なはく離の規模も大きくなり、その影響が出口まで伝播しやすいことを示す。

3.4 各断面の乱流エネルギー分布

図6.1は ϕ が4°のとき各断面ごとの乱流エネルギーの分布を示す。これは、入口での均一な流れがディフューザ部に入り大きな乱流エネルギーを生じさせ、出口に向かうにしたがって乱流エネルギーが減衰する。この傾向は他の ϕ と β についても同じ傾向を示した。

4. ま と め

今回の実験では旋回速度成分を持った流れが円錐ディフューザに入る場合について断面内の乱れ特性を調べた。これらの一連の実験結果から次のことがわかった。

旋回流の強さ、広がり角によらず入口直管部では乱れの少ない均一な乱れ分布を示し、ディフューザ部入口付近では乱れが一番激しくなり、下流に向かってだんだん小さくなる。また、広がり角が小さいほど乱れの程度は小さくなり、広がり角が大きいほど弱い旋回流の場合に壁面ではく離を生じさせ、大きい乱れを起こす。

本報では、円錐ディフューザ内に旋回成分が存在する流れ場について、熱線流速計を用いて内部の乱れを測定した。しかし、ディフューザにおいては静圧回復性能が重要視されており、今回測定した乱れと静圧回復の関係についても検討を行う予定である。

なお、本実験装置を製作して下さった本所試作工場の関係各者に感謝の謝意を表します。

(1991年4月25日受理)

参 考 文 献

- 1) 田代; 旋回流円錐ディフューザの静圧回復性能; 機論(B編), 51巻, 462号, (昭60)
- 2) R.S. Neve; Changes in Conical Diffuser Performance by Swirl Addition; The City Univ. London Aug. 1978
- 3) A.T. McDonald; Effect of Swirl Inlet Flow on Pressure Recovery in Conical Diffuser; AIAA vol. 9 Nov. 1970
- 4) A. Michael; An Improved Method for Determining the Flow Field of Multidimensional Flows of Any Turbulence Intensity; DISA Jan. 1978