
第4章

低レイノルズ数域における環状タービン静翼の三次元流れに与えるレイノルズ数と主流乱れ度の影響

4.1 本章の概要

本章では、低レイノルズ数域で作動する環状タービン静翼の三次元流れを調べて、全圧損失および流れの構造に及ぼすレイノルズ数の影響と主流乱れ度の影響を解明する。環状タービン静翼の入口で、3孔ピトー管と熱線流速計をトラバースさせることによって、静翼入口流れと境界層パラメータを把握した後、静翼出口の測定面において5孔ピトー管と熱線流速計をトラバースさせることによって、全圧損失、速度、静圧、流れ角、渦度、乱れ度の分布を測定した。静翼出口流れを基準としたレイノルズ数を $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ から $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ の範囲で変化させ、さらに静翼入口の主流乱れ度を $Tu_{in} = 0.5\%$ から $Tu_{in} = 8.9\%$ の範囲で変化させて、様々なレイノルズ数と主流乱れ度での実験を行い、レイノルズ数と主流乱れ度の変化が、全圧損失や流れの3次元流動にどのような影響を与えるかを議論した。

4.2 研究の背景

近年、高性能の小型ガスタービンを開発するために、低レイノルズ数域 ($Re_{out} = 2.5 \times 10^4 \sim 1.5 \times 10^5$ 程度) での低圧タービンの空力特性が重要視されている (Van Treuren ら, 2002)。産業用小型ガスタービンでは、セラミック材の導入などによるタービン入口温度の高温化に伴い、作動流体の粘性係数が増加して、レイノル

ズ数が低下する。例えば、300kW級産業用セラミックガスタービン(高田ら, 1999)のタービン翼列のレイノルズ数は 10^4 オーダーであり、従来のガスタービンと比較して一桁以上小さい。また、航空用小型ガスタービンでも、高空で飛行する際に作動流体の密度が低くなり、レイノルズ数が低下する(Bonsら, 2002)。このような低レイノルズ数域では、境界層の層流域と遷移域が増えるため、剥離の発生や二次渦の増大によって、タービン翼列の空力性能が悪化する。

一方、実機ガスタービンでは、強い乱れを伴う流れが燃焼器からタービン翼列に流入するため、主流の乱れの影響も無視できない(Mayle, 1993)。特に、低レイノルズ数域では、主流の乱れが境界層の剥離や遷移に大きな影響を及ぼすと考えられる。Murawskiら(1995)、Schulteら(1996)、Boyleら(1999)の直線翼列の実験では、レイノルズ数の低下により翼負圧面側で剥離が発生し、形状損失が急激に増加した。また、主流乱れ度の影響については、高レイノルズ数域では、タービン翼列の翼面上の境界層を全て乱流境界層と見なすことができるため、主流乱れ度の影響は少ない。しかし、レイノルズ数が低下すると(レイノルズ数範囲 $Re_{out}=2 \times 10^5$ から 5×10^5 程度、翼形状に依存する)、主流乱れ度の増加により剥離が減少した。さらに低レイノルズ数($Re_{out}=1 \times 10^5$ 以下)では、翼面上の大部分が層流境界層になっているため、主流乱れ度の大小に関わらず常に剥離が発生した。これらの研究は、全て直線翼列を用いた2次元流れの実験であるので、より実機タービンに近い環状翼列で、3次元流れへのレイノルズ数と主流乱れ度の影響を調べる必要がある。数値解析が急速に発達している現在においても、剥離を伴う低レイノルズ数流れに対して信頼性の高い計算コードを開発することは難しいので(Halsteadら, 1997)、3次元CFDモデルの検証を行うための実験データが求められる。しかし、環状翼列を用いた実験では、数値解析結果と定量的に比較できる詳細なデータは少なく(Sieverdingら, 1984, Zaccariaら, 1995)、特に 10^4 オーダーの低レイノルズ数域では皆無である。

4.3 実験条件

用いた実験風洞と供試タービン静翼の概要は、第2章に述べた通りである。

実験の際には、測定しやすい静翼入口流れを基準としたレイノルズ数 $Re_{in,NZ}$ を、

1.8×10^4 から 10.8×10^4 まで（静翼入口速度を約 4 m/s から 24 m/s まで）6 段階に変化させた。5 孔ピトー管による測定結果から算出した静翼出口流れ基準のレイノルズ数 $Re_{out.NZ}$ は、 4.5×10^4 から 27.1×10^4 の範囲である。一般に、タービン翼列のレイノルズ数は出口流れを基準とするので、以下の議論では $Re_{out.NZ}$ を基準として用いる。静翼出口流れの速度は約 10 m/s ~ 62 m/s の範囲であり、静翼出口のマッハ数が $M_{out.NZ} = 0.03 \sim 0.18$ の非圧縮流れになっている。

静翼入口の主流乱れ度 Tu_m は、0.5% から 8.9% まで 5 段階に変化させた。主流乱れ度の調整には、ベルマウス部の整流網に、乱れ発生用の閉塞板を貼り付ける方法を用いた。ただし、高レイノルズ数 $Re_{out.NZ} \geq 22.8 \times 10^4$ では閉塞板を設置することによる送風機への負荷が大きく、主流乱れ度の高い条件での実験が難しいため、主流乱れ度が低い条件 ($Tu_m = 0.5\%$, 閉塞板なし) での実験のみを行った。

4.4 実験方法

静翼入口流れの速度と全圧の分布を 3 孔ピトー管（受圧部の幅 2.1 mm, 高さ 0.7 mm）によって、乱れ度分布を単線の熱線流速計（日本カノマックス 0248R, 直径 5 μ m タングステン, センサ部の有効長さ 1 mm, 図 2.20 参照）によって測定した。測定位置は、翼前縁から 30 mm 上流の位置（軸方向座標 $Z = -30$ mm, ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 70.6% 上流）で、測定点数は半径方向に 73 点である。境界層を詳細に把握するため、壁面近傍のトラバース間隔を細かく設定した。

静翼内部の流れを把握するために、油膜法による翼負圧面上の流れの可視化を行った。今回用いた油膜の組成は、

- 油 : 流動パラフィン
- 顔料 : 二酸化チタン（白色）
- 添加剤 : オレイン酸

である。これらの混合比は、実際に翼表面に油膜を塗布して予備実験を行い、その結果を基に微調整を繰り返して調節した。

静翼出口の速度、流れ方向、静圧、全圧などの分布を 5 孔ピトー管（受圧部の直径 2.1 mm）によって、乱れ度分布を単線の熱線流速計（日本カノマックス 0247R, 図 2.19 参照）によって測定した。図 4.1 に静翼出口の測定面を示す。測定位置は、

翼後縁から 6.6 mm 下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流）で、測定点数は、周方向 39 点（翼 2 ピッチ分）、半径方向 21 点、計 819 点である。表 4.1 に、測定格子の仕様を示す。また、図 4.2 と図 4.3 には、実際の測定の様子を理解しやすいように、測定位置と測定格子を原寸大で表示する。

3 孔ピトー管と 5 孔ピトー管の測定では、微小な差圧を捉えるため、各孔の導管をフルードスイッチ（スキヤニバルブ社 W1266/IP-24T）で切り替えて、1 つの精密微差圧センサ（スキヤニバルブ社 PDCR23D）で計測した。各孔の圧力データに対して、あらかじめ得た検定結果を適用して、速度、方向、全圧などを算出した。

さらに、静翼の後縁から発生するウェークを精確に捉えるため、単線の熱線流速計（日本カノマックス 0247R、図 2.19 参照）によって、詳細な測定格子による計測を行った。図 4.4 に静翼後流の詳細計測での測定面を示す。測定位置は、翼後縁から 3.1 mm 下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 7.4% 下流）と翼後縁から 6.6 mm 下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流）の 2 カ所で、測定点数は、周方向 299 点（翼 2 ピッチ分）、半径方向 21 点、計 6,279 点である。表 4.2 に、測定格子の仕様を示す。図 4.5 と図 4.6 に、測定位置と測定格子を原寸大で表示する。

また、静翼出口の壁面境界層を精確に捉えるため、単線の熱線流速計（日本カノマックス 0248R、図 2.20 参照）によって、詳細な測定格子による計測を行った。図 4.7 に静翼出口の壁面境界層の詳細計測での測定面を示す。測定位置は、翼後縁から 6.6 mm 下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流）で、測定点数は、周方向 39 点（翼 2 ピッチ分）、半径方向 109 点、計 4,251 点である。表 4.3 に、測定格子の仕様を示す。図 4.8 と図 4.9 に、測定位置と測定格子を原寸大で表示する。壁面境界層を捉えるため、周方向の測定格子を壁面近傍で 0.18 mm 間隔に細かく設定した。

4.5 実験結果と考察

4.5.1 入口境界層

図 4.10 に、静翼入口の境界層厚さと形状係数に対するレイノルズ数と主流乱れ度の影響をまとめる。測定位置は、静翼ミッドスパンの前縁から 30 mm 上流の位置である。

図 4.10(a)と図 4.10(b)は、それぞれ境界層の排除厚さ δ_1 と運動量厚さ δ_2 を示す。排除厚さ δ_1 と運動量厚さ δ_2 は、流路高さ H で無次元化して表示してある。主流乱れ度が高い場合ほど、境界層が厚くなる傾向がある。レイノルズ数が高いとき ($Re_{out.NZ} \geq 9.0 \times 10^4$) には、レイノルズ数が境界層厚さに与える影響は少ない。しかし、レイノルズ数が 9.0×10^4 以下になると、レイノルズ数の低下によって境界層厚さが増加する。この傾向は、主流乱れ度が低い場合 ($Tu_{in} \leq 3.6\%$) ほど大きい。

図 4.10(c)は、形状係数 H_{12} を示す。形状係数 H_{12} は、 $H_{12} = \delta_1 / \delta_2$ で定義され、境界層の速度分布形状を表す係数である。圧力勾配のない平行流において、形状係数 H_{12} は、層流境界層では約 2.6、乱流境界層で約 1.4 になる (Schlichting, 1979)。図では、上端 ($H_{12} = 2.6$) に近いほど境界層が層流に近く、下端 ($H_{12} = 1.4$) に近いほど乱流に近いことを意味する。本実験では、主流乱れ度が高い場合には、レイノルズ数に関わらず、乱流境界層に近い値 ($H_{12} = 1.6$ 程度) になる。一方、主流乱れ度が低い場合には、レイノルズ数が 13.6×10^4 より低下すると、乱流境界層から層流境界層に変化していく。

4.5.2 レイノルズ数の影響

以下では、主流乱れ度を一定 ($Tu_{in} = 0.5\%$) に保って、レイノルズ数を $Re_{out.NZ} = 4.5 \times 10^4$ から $Re_{out.NZ} = 27.1 \times 10^4$ の範囲で変化させた実験結果に基づき、レイノルズ数がタービン静翼の流れに及ぼす影響を考察する。主流乱れ度が最も低い $Tu_{in} = 0.5\%$ を選択した理由は、実験可能なレイノルズ数の範囲が広いからである。閉塞板を用いて主流乱れ度を高くした場合には、4.3 項に述べたように、風洞への負荷が増大するために高レイノルズ数域での実験ができない。

4.5.2.1 静翼入口流れへのレイノルズ数の影響

図 4.11 に、静翼入口の流れを示す。測定位置は、静翼ミッドスパンの前縁から 30 mm 上流（軸方向座標 $Z = -30$ mm、ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 70.6% 上流）である。縦軸は半径方向位置 y を示し、横軸は速度 V 、全圧損失 C_{Pt} 、乱れ度 Tu の値を表している。図 4.11(a) は、速度 V の半径方向分布であり、ミッドスパンの速度 V_1 で無次元化してある。レイノルズ数に関わらず、半径方向位置 $y/H = 0.1 \sim 0.9$ の主流域は、ハブ側からチップ側まで一様な速度分布になっている。図 4.11(b) は、全圧損失 C_{Pt} の半径方向分布である。速度分布と同様に、全圧損失分布も半径方向位置 $y/H = 0.1 \sim 0.9$ の主流域は、どのレイノルズ数においても、全圧損失のない流れになっている。速度分布と全圧損失分布が、主流領域で一様であることは、静圧分布も一様な（ハブ側からチップ側まで圧力勾配のない）流れになっていることを示す。図 4.11(c) は、乱れ度 Tu の半径方向分布であり、ミッドスパンの速度 V_1 に対するパーセントで表示している。主流部分の乱れ度は、レイノルズ数に依存せず、常に 0.5% 程度の値を示す。

図 4.12 に、静翼入口流れのチップ壁面とハブ壁面近くの拡大図を示す。レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 13.6×10^4 以上では顕著な変化がないが、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 9.0×10^4 以下になると、壁面近傍の速度分布形状が大きく変化するとともに、壁面近傍の乱れ度が急減する。図 4.12(a) の速度分布から算出した境界層厚さと形状係数を、表 4.4 に示す。境界層の排除厚さ δ_1 と運動量厚さ δ_2 は、実スケール (mm 表示) と翼高さ H に対する割合 (% 表示) の両方を併記する。表 4.4(a) のチップ側境界層では、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 9.0×10^4 以下になると、排除厚さ δ_1 と運動量厚さ δ_2 の両方が増大している。表 4.4(b) のハブ側境界層では、排除厚さ δ_1 はレイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 9.0×10^4 以上では一定（翼高さの 1.2% 程度）であるが、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 4.5×10^4 で急増する。また、ハブ側の運動量厚さ δ_2 は、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 13.6×10^4 以上では変化がないが、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 9.0×10^4 で減少（約 25%）し、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 4.5×10^4 で再び増加して、高レイノルズ数のときとほぼ同じ値になる。チップ側とハブ側で境界層厚さの変化が違う理由は、チップ側とハブ側の壁面で、測定位置までの境界層の発達仕方が違う

ためである。チップ側壁面は、ベルマウスの壁面から境界層の発達を開始し、ハブ側壁面では、風洞内側のノーズコーン前端から境界層の発達を開始する（図 2.1 の風洞概観図を参照）。また、表 4.4 右側に示されている形状係数 H_{l2} の値は、チップ側壁面もハブ側壁面も、レイノルズ数 $Re_{out.NZ}$ が 13.6×10^4 以上では乱流境界層 ($H_{l2} = 1.4$) に近いが、 $Re_{out.NZ}$ が 9.0×10^4 以下では、層流境界層 ($H_{l2} = 2.6$) に近くなる。したがって、レイノルズ数の低下に伴う壁面近傍流れの変化は、境界層が乱流から層流に変化したことが原因である。本研究の主流乱れ度が低い実験では、レイノルズ数範囲が、入口境界層が乱流から層流に変化する遷移領域に対応していることが分かる。

4.5.2.2 静翼負圧面側の流れの可視化とレイノルズ数の影響

図 4.13 から図 4.15 に、3つのレイノルズ数 ($Re_{out.NZ} = 4.5 \times 10^4$, 13.6×10^4 , 27.1×10^4) での翼負圧面側の流れの可視化結果を示す。これらの写真は、静翼を下流側から観察している。環状翼列では剥離を含む3次元的で複雑な流れとなっている。ハブ側よりもチップ側のほうが、層流剥離が上流から発生する。このことは、前章の2次元の境界層計算による予測結果と同じ傾向を示すが、境界層計算から予測された剥離位置よりも、かなり上流で発生している。この原因は、壁面近傍の二次渦や半径方向の圧力勾配の影響で、流れが3次元に分布するためである。翼前縁から負圧面に沿って流れてきた流体は、剥離線の手前でチップ側からハブ側に急激に移動する。環状翼列では下流に進むにつれて流れが旋回し、圧力の高いチップ側から圧力の低いハブ側に向かって圧力勾配が生じることが原因である。チップ側およびハブ側壁面近傍には、二次流れ（静翼入口の壁面境界層が、翼列内部で負圧面側に巻き上がることによって生じる流路渦）の影響が確認できる。また、翼後縁付近のハブ側には、剥離領域に逆流が生じている様子が観察できる。同様の逆流現象は、図 4.16 に示すように、ケンブリッジ大学の Hunter (1982) にも観測された。図 4.13~4.15 を比較すると、この逆流領域が、レイノルズ数が低下するほど急激に大きくなることがわかる。後述の静翼出口流れで明らかになるように、剥離領域の逆流が全圧損失の大きな原因となっている。

4.5.2.3 静翼出口流れへのレイノルズ数の影響

(A) 全圧損失分布

図 4.17 に、各レイノルズ数における静翼出口での全圧損失 CPt の分布を示す。全圧損失 CPt は、次式のように、翼列入口ミッドスパンの全圧 $Pt_{in,midspan}$ から、各測定位置での全圧 Pt を引いた値を、静翼出口での平均動圧 (V_2 は、動翼出口測定面の質量流量平均速度を示す) を用いて無次元化したものとして定義される。

$$CPt = \frac{Pt_{in,midspan} - Pt}{\frac{1}{2}\rho V_2^2}$$

測定位置は、静翼ミッドスパンの後縁から 6.6 mm 下流であり、ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流に相当する。また、図 4.18 には、図 4.17(a)~(e) の各レイノルズ数での全圧損失分布から、本実験で最も高いレイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ での全圧損失分布 (図 4.17(f)) を引いて、レイノルズ数の変化が全圧損失分布に及ぼす影響をさらに分かりやすくした図を示す。

レイノルズ数の低下に伴って、後縁部分での全圧損失が増加している。これは、翼負圧面上の流れが、レイノルズ数の低下によって層流剥離するためである。ハブ側壁面とチップ側壁面近くの負圧面側 (SS) には、正圧面側 (PS) よりも全圧損失の大きな領域が広がり、レイノルズ数の低下による二次流れの増大が影響を与えている。特にハブ側壁面近くには、大きな損失ピーク ($Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ では 1.046, $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ では 0.622) が発生している。この損失領域は、ハブ側壁面上の流路渦と後縁ウェーク内の渦の干渉によって生じる (詳細については、「(E) 3次元流れの構造」の項に後述する)。

図 4.19 に、全圧損失の半径方向分布を示す。図 4.19(a) の半径方向分布は、図 4.17 の各測定点の全圧損失を、周方向 (ピッチ方向) に質量流量平均することによって求められる。また、図 4.19(b) は、図 4.19(a) の各レイノルズ数における全圧損失半径方向分布から、本実験における最高レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ での全圧損失の半径方向分布を引いた差を示し、レイノルズ数の低下による影響を分かりやすくした。レイノルズ数が低くなると、全ての半径方向位置で、損失が増加し

ている。これは、負圧面側で剥離が発生することと二次流れが増加することが原因である。ハブ側での損失の増加は著しく、 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ での損失の最大値は、 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ での最大値に比べ、3倍以上になっている。

レイノルズ数の影響をさらに分かりやすくするために、図 4.19(a)の各半径方向位置における全圧損失へのレイノルズ数の影響を、図 4.20 に示す。図 4.20(a)~(u)の全ての半径方向位置で、レイノルズ数が低下するほど損失が増加している。その中でも、図 4.20(a)~(f)のように、チップ側の損失は、レイノルズ数の影響が比較的少ない。一方、図 4.20(r)~(u)のように、ハブ側の損失は、レイノルズ数の影響を強く受け、レイノルズ数の低下に伴って損失が急増している。

(B) 全圧損失（断面平均値）

一般に、タービン翼列で発生する損失は、形状損失（翼面上で発達した境界層による損失）、二次損失（流路渦などの二次流れによる損失）、翼先端漏れ流れ損失の3つに分類されてきた（Sharma ら、1987）。本実験のような3次元流れ場での損失を完全に分類することは難しいが、損失の原因を理解するためには、形状損失と二次流れ損失を見積もる必要がある。そこで、Sharma ら（1987）やGregory-Smith ら（1992）と同様の方法を用い、各損失を求めた。図 4.21 に、損失の分類方法を説明する。静翼入口での損失（図 4.21 の上部左）は、全圧損失の半径方向分布（図 4.11(b)）から、チップ側およびハブ側の境界層損失を求めた。静翼出口での損失（図 4.21 の上部右）は、図 4.19(a)の全圧損失の半径方向分布で、ミッドスパン近傍の分布から最小自乗法で近似直線を求め、この線の内部を形状損失、外部を二次損失と分類した。

図 4.22 に、レイノルズ数の低下が損失（断面質量流量平均値）に与える影響を示す。また、表 4.5 に、本実験での最低レイノルズ $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ の場合と、本実験での最高レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ の場合の各損失値を示す。

入口損失 CP_{t_m} は、入口壁面の境界層による損失である。レイノルズ数の低下に伴って、入口損失も増加する。これは図 4.12 と表 4.4 に見たように、レイノルズ数が低下するほど、境界層の厚さが増加することに起因するが、出口損失と比較すると入口損失の増加量は少ない。

正味総全圧損失（翼列損失） $CPT_{out,n}$ は、出口損失 $CPT_{out,g}$ から入口損失 CPT_{in} を引いて求められ、翼列内部で生じる損失を意味する。正味総全圧損失 $CPT_{out,n}$ は、レイノルズ数の低下とともに、急増している。レイノルズ数 $Re_{out,NZ}$ が 4.5×10^4 の時の総全圧損失（0.0770）は、 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ の時（0.0424）の1.8倍にまで達している。

正味総全圧損失 $CPT_{out,n}$ は、さらに形状損失と二次損失に分割できる。形状損失 CPT_p も、レイノルズ数の低下とともに増加し、 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ の時の形状損失（0.0478）は、 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ の時（0.0298）の1.6倍となっている。

二次流れ損失に対するレイノルズ数の影響を検討する際には、入口境界層の変化の影響を取り除くために、静翼出口の二次損失 $CPT_{s,g}$ から入口境界層の損失 CPT_{in} を差し引いた正味二次損失 $CPT_{s,n}$ を用いる。正味二次損失 $CPT_{s,n}$ も、レイノルズ数の低下とともに急増し、 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ の時の正味二次損失（0.0292）は、 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ の時（0.0126）の2.3倍に増えている。チップ側に比べて、ハブ側の二次損失の増加が著しい。

(C) 全圧損失（断面平均値）とレイノルズ数相関

次に、総全圧損失（翼列損失）、形状損失、二次損失と、一般に言われている「損失はレイノルズ数の-0.2乗に比例する」という-0.2乗則との比較を行う。

図4.23に、本実験で得られた総全圧損失（翼列損失）とレイノルズ数の関係を示す。また、表4.6には、図4.23の総全圧損失の測定値と-0.2乗相関値の比較をまとめる。図4.23中の丸印が測定データを表し、実線は、高レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ における測定値を基準とした「レイノルズ数の-0.2乗則」の相関を示す。レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以上の高レイノルズ数域では、測定値が-0.2乗則の実線に近い値を示すが、 $Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以下のレイノルズ数では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2乗則よりも上側に外れてくる。表4.6に示すように、本実験の最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ での測定値（0.0771）は、-0.2乗則による予測値（0.0609）と比較して、0.0162（予測値に対して+26.6%）高い値になっている。 $Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ での測定値と最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ での測定値から、レイノルズ数との n 乗相関を逆算すると、図4.23に波線で示すよ

うに、 $n = -0.35$ となる。ただし、ここで注意しておきたいのは、この-0.35乗という値はあくまでも本研究のタービン静翼において、レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ から 4.5×10^4 の間の限られたレイノルズ数範囲に固有の値である、ということである。翼形状に依存するので、他の翼列に-0.35乗則が普遍的に適用できるわけではない。また、本研究のタービン静翼でも、測定を行った最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ よりもさらに低いレイノルズ数においては、レイノルズ数の低下の影響がなお一層大きくなることも十分考えられる(例えば、-0.4乗、-0.5乗など)。重要なことは、低レイノルズ数域での損失は、レイノルズ数の低下の影響を強く受けて、従来の-0.2乗則で予想される値よりも高くなってしまうことである。このことは、小型ガスタービンやマイクロガスタービンを設計する際に、高レイノルズ数で得られた損失値(例えば、Ainley & Mathieson 法(1951)などの損失相関で求めた損失値や、高レイノルズ数域のタービン要素試験での損失値)に、-0.2乗則を用いてレイノルズ数の低下の影響を予測した場合に、実際に製作したタービン翼列の損失が予測していた損失よりもかなり大きくなってしまう可能性が高いことを示唆している。

図 4.24 に、本実験で得られた形状損失とレイノルズ数の関係を示す。また、表 4.7 には、図 4.24 の形状損失の測定値と-0.2乗相関値の比較をまとめる。図 4.24 では、測定データを丸印で表し、高レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ における測定値を基準とした「レイノルズ数の-0.2乗則」相関を実線で示す。レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 13.6 \times 10^4$ 以上の高レイノルズ数域では、測定値が-0.2乗則の実線に近い値を示す。しかし、 $Re_{out,NZ} = 13.6 \times 10^4$ 以下のレイノルズ数では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2乗則よりも上側に外れる。表 4.7 に示すように、本実験の最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ での測定値(0.0478)は、-0.2乗則による予測値(0.0427)よりも 0.0051 (予測値に対して+11.9%) 高い値になる。 $Re_{out} = 18.6 \times 10^4$ での測定値と最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ での測定値から、レイノルズ数との n 乗相関を逆算すると、図 4.23 に波線で示すように、 $n = -0.30$ となり、図 4.23 の総全圧損失の-0.35乗とは異なる値になっている。

図 4.25 に、本実験で得られたミッドスパンでの損失とレイノルズ数の関係を示す。また、表 4.8 には、図 4.25 のミッドスパン損失の測定値と-0.2乗相関値の比較をま

とめる。ミッドスパン損失は、図 4.24 の形状損失と似た傾向を示す。レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以上の高レイノルズ数域では、測定値が-0.2 乗則の実線に近い値を示す。しかし、 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以下のレイノルズ数では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2 乗則よりも上側に外れる。表 4.8 に示すように、本実験の最低レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=4.5 \times 10^4$ での測定値 (0.0516) は、-0.2 乗則による予測値 (0.0427) よりも 0.0093 (予測値に対して+22.0%) 高い値になる。 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ での測定値と最低レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=4.5 \times 10^4$ での測定値から、レイノルズ数との n 乗相関を逆算すると、図 4.25 に波線で示すように、 $n=-0.50$ となる。

図 4.26 に、本実験で得られた二次損失とレイノルズ数の関係を示す。また、表 4.9 には、図 4.26 の二次損失の測定値と-0.2 乗相関値の比較をまとめる。図 4.26 では、測定データを丸印で表し、高レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=27.1 \times 10^4$ における測定値を基準とした「レイノルズ数の-0.2 乗則」相関を実線で示す。二次損失では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2 乗則よりも上側に外れていく。表 4.9 に示すように、本実験の最低レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=4.5 \times 10^4$ での測定値 (0.0292) は、-0.2 乗則による予測値 (0.0180) よりも 0.0112 (予測値に対して+62.2%) も高い値を示す。二次損失の測定値から、レイノルズ数との n 乗相関を逆算すると、図 4.26 に波線で示すように、 $n = -0.47$ となり、前述の総全圧損失の-0.35 乗 (図 4.23) と形状損失の-0.30 乗 (図 4.24) よりもレイノルズ数の影響が大きいことが分かる。この原因を解明するため、二次損失をチップ側とハブ側に分離して検討を行う。

図 4.27 に、本実験で得られたチップ側の二次損失とレイノルズ数の関係を示す。また、表 4.10 には、図 4.27 のチップ側二次損失の測定値と-0.2 乗相関値の比較をまとめる。図 4.27 では、これまでと同様に測定データを丸印で表し、高レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=27.1 \times 10^4$ における測定値を基準としたレイノルズ数の-0.2 乗相関を実線で示す。チップ側の二次損失は、どのレイノルズ数でも、測定値と-0.2 乗則が近い値を示している。表 4.10 に示すように、チップ側の二次損失の測定値は、-0.2 乗則による予測値の-8%~+7%の範囲内に収まっている。

図 4.28 に、本実験で得られたハブ側の二次損失とレイノルズ数の関係を示す。また、表 4.11 には、図 4.28 のハブ側二次損失の測定値と-0.2 乗相関値の比較をまとめる。図 4.28 では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2 乗則よりも上

側に外れていく。特に、レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 13.6 \times 10^4$ 以下では、測定値と-0.2乗則との差が急激に広がる。表 4.11 に示すように、ハブ側の二次損失の測定値は、本実験の最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ での測定値 (0.0117) は、-0.2 乗則による予測値 (0.0056) よりも 0.0121 (予測値に対して+216.1%) 高い値を示し、測定値が予測値の3倍以上になっている。測定値からレイノルズ相関を逆算すると、図 4.28 に波線で示すように、-0.85 乗となっており、レイノルズ数の低下の影響が著しい。

図 4.27 と図 4.28 から、二次損失は、チップ側よりもハブ側のほうで、レイノルズ数の依存性が非常に強くなっていることが分かる。このハブ側で二次損失が急増する現象は、これまでに示した図 4.17 と図 4.18 の全圧損失分布、図 4.19 の全圧損失の半径方向分布、図 4.20(r) ~ (u) のハブ側での損失などからも確認できる。次項の「(F) 3次元流れの構造」で明らかにするように、静翼負圧面側のハブ部には、ハブ側の流路渦と、静翼後縁ウエークの後縁渦の2つが存在する。レイノルズ数の低下に伴って、これら2つの渦が狭い範囲でぶつかって強い干渉を引き起こし、損失の急増を招く。つまり、ハブ側の二次損失の測定値がレイノルズ数の-0.2乗則と全く合わない原因は、ハブ側での二次損失の増加が、境界層の発達に起因する流路渦の増大よりも、流路渦と後縁渦の相互干渉に起因するためである。よって、低レイノルズ数域では、二次損失に対しては、乱流境界層の発達に由来して提案されている「-0.2乗則」を適用するのは、無理である。

図 4.20(a) ~ (u) の各半径位置における損失について、改めてレイノルズ数相関の n 乗則を求めたものを、図 4.29(a) ~ (u) に示す。図中の丸印が測定データ、実線が高レイノルズ数のデータを基準とした「レイノルズ数の-0.2乗則」の相関、波線が実験データからレイノルズ数相関を逆算した値を示す。チップ側 (図 4.29(a) ~ (f)) では、各半径方向位置によってばらつきはあるものの、概ね-0.2乗則に近づいている。ミッドスパン付近 (図 4.29(g) ~ (q)) では、高レイノルズ数においては-0.2乗則に従っているが、レイノルズ数が低下すると-0.2乗則から外れ、レイノルズ数の相関が $n = -0.33 \sim -0.50$ の範囲になる。境界層厚さの発達は、乱流ではレイノルズ数の-0.2乗、層流ではレイノルズ数の-0.5乗に比例することから、上記の損失の変化は、レイノルズ数の低下に伴い、境界層が乱流から層流に変化したことが原

因と考えられる。ハブ側（図 4.29(r)~(u)）では、レイノルズ数の相関が $n = -0.50 \sim -0.90$ と極めて大きい。この原因は、前述の通り、低レイノルズ数域では、ハブ側の流路渦と翼後縁ウェークの後縁渦が衝突するためである。

以上の考察から、従来からタービン翼列設計に広く用いられている「損失はレイノルズ数の-0.2 乗に比例する」という相関関係は、低レイノルズ数域で作動するタービン翼列には全く当てはまらないことが明らかである。

(D) 損失の測定値と損失予測式との比較

ここでは、出口全圧損失、形状損失、二次損失と、これまでに提案されている様々な損失予測式との比較を行う。

図 4.30 に、本実験で得られた出口全圧損失と損失予測式の予測結果を示す。また、表 4.12 には、図 4.30 の出口全圧損失の測定値と損失予測値をまとめる。なお、出口全圧損失は、総全圧損失（翼列損失）と入口損失（入口境界層による損失）の合計である。出口全圧損失で比較する理由は、損失予測式が入口損失を含んだ損失値となっているためである。Ainley & Mathieson (1951), Dunham & Came (1970), Kacker & Okapuu (1982) の予測法は、測定値よりも全圧損失を大きく見積もっている。Sharma & Butler (1987) の予測法は、高レイノルズ数域では測定値に非常に近い値となっているが、低レイノルズ数では、測定値よりも小さく見積もっている。この原因は、前項で述べた、レイノルズ数の-0.2 乗則に基づいた予測を行っているためである。

図 4.31 に、本実験で得られた形状損失と損失予測式の予測結果を示す。また、表 4.13 には、図 4.31 の形状損失の測定値と損失予測値をまとめる。形状損失に関しては、Ainley & Mathieson (1951) と Dunham & Came (1970) の予測値が測定値に近い。Kacker & Okapuu (1982) や Qiang & Chen (1982) の予測法は、測定値よりも小さい予測値になっている。この原因には、本研究のタービン翼列設計に、最も基礎的なフリーボルテックス法を用いたために、Kacker & Okapuu (1982) 等の比較的新しい予測式（コントロールボルテックス法などの新しい翼設計法を想定した予測式）よりも、Ainley & Mathieson (1951) 等の初期の予測式のほうが測定値に近くなっていると考えられる。

図 4.32 に、本実験で得られた二次損失と損失予測式の予測結果を示す。また、表 4.14 には、図 4.32 の二次損失の測定値と損失予測値をまとめる。なお、ここでの二次損失は、入口境界層による損失を含んだ値になっている。この理由は、損失予測式では入口境界層による損失を含んでいないためである。二次損失に関しては、どの損失予測法も、測定値よりも大きく見積もっており、特に Dunham & Came (1970) の予測値では 4 倍近い。損失予測式によって、二次損失を精度良く見積もることは難しいことがわかる。

(E) 3次元流れの構造

レイノルズ数の低下が流れの構造に与える影響を明らかにするために、図 4.33 に、本実験での最低レイノルズ数と最高レイノルズ数における静翼出口での全圧損失、速度、静圧、流れ角、二次流れ、渦度、乱れ度の分布を示す。測定位置は、静翼ミッドスパンの後縁から 6.6 mm 下流であり、ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流に相当する。図 4.33 の左側の図は、低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ での流れ、右側の図は、高レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ での流れである。

図 4.33(a)の全圧損失 CP_t の分布は、図 4.17(a)と(f)と同じ図であるが、他の分布図と比較しやすいように再掲した。レイノルズ数の低下によって、翼後縁のウェークと二次渦の増加が確認できる。

図 4.33(b)に、絶対速度 V_{Abs} の分布を示す。絶対速度 V_{Abs} は、本測定面で質量流量平均した絶対速度 V_2 で無次元化して表示する。静翼の後縁ウェークに沿って速度が低くなっている。さらに、負圧面側のチップ壁面とハブ壁面の近くには、二次渦の影響による低速域が存在する。レイノルズ数が低下するほど、これらの低速領域が増加している。

図 4.33(c)に、静圧 CP_s の分布を示す。静圧 CP_s は、次式のように、各測定位置での静圧 P_s から、翼列入口ミッドスパンの全圧 $P_{t,in,midspan}$ を引いた値を、静翼出口での平均動圧 (V_2 は、動翼出口測定面の質量流量平均速度を示す) を用いて無次元化したものとして定義される。

$$CP_s = \frac{P_s - P_{t,in,midspan}}{\frac{1}{2} \rho V_{out}^2}$$

静圧は、静翼出口での流れの旋回の影響で、ハブ側よりもチップ側が高くなる。翼後縁のウェークでは速度が低いため、主流に比べて静圧が高くなる。レイノルズ数が低下するほど、主流とウェークでの静圧差が大きくなり、静圧分布の歪みが増えている。また、低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ では、ハブ側に二次流れによる静圧の低下が観察できる。

図 4.33(d)~(f)は、それぞれ絶対速度の周方向速度成分 $V_{Abs,\theta}$ 、半径方向速度成分 $V_{Abs,r}$ 、軸方向速度成分 $V_{Abs,z}$ の分布を示している。速度成分は、動翼出口測定面の質量流量平均速度 V_2 によって無次元化して表示した。図 4.33(d)に示す周方向速度 $V_{Abs,\theta}$ は、静翼の後縁ウェークに沿って低くなっている。さらに、負圧面側のチップ壁面とハブ壁面の近くには、二次渦の影響による低速域が存在する。レイノルズ数が低下するほど、これらの低速領域が増加している。図 4.33(e)に示す半径方向速度 $V_{Abs,r}$ は、静翼ウェークに沿って負の速度（半径方向に下向きの流れ）となっている。レイノルズ数が低下すると、ウェークの下向き流れが急激に強くなっている。図 4.33(f)に示す軸方向速度 $V_{Abs,z}$ は、翼負圧面側で低く、正圧面側で高い値を示している。壁面近くでは、二次渦の影響によって、軸方向速度の変化が著しい。レイノルズ数が低下するほど、剥離や二次渦の強まりによって、速度の分布が複雑になっている。

図 4.33(g)は、周方向流れ角（ヨー角） α の分布を示す。周方向流れ角 α は、軸方向（測定面に対して垂直方向）を基準として、周方向の右側へ向かう流れを正、周方向の左側へ向かう流れを負として定義される。周方向流れ角 α は、翼後縁の正圧面側で流れ角が小さく、負圧面側で流れ角が大きい。この原因として、後縁での正圧面側と負圧面側の翼角度の違いと、正圧面上と負圧面上での境界層の発達の違いが挙げられる。低レイノルズ数では、境界層の増加と剥離の発生により、正圧面側と負圧面側の流れ角の差が増える。

図 4.33(h)は、半径方向流れ角（ピッチ角） β の分布を示す。半径方向流れ角 β は、軸方向（測定面に対して垂直方向）を基準として、半径方向の上側へ向かう流れを正、半径方向の下側へ向かう流れを負として定義される。半径方向流れ角 β は、翼後縁に沿って負のピッチ角（半径方向に下向きの流れ）となっている。チ

チップ側およびハブ側とも、壁面近くで強いピッチ角の変動が発生している。これは、壁面近くの負圧面側に存在する二次渦の影響である。レイノルズ数が低下するほど、ピッチ角の変動範囲が急激に増加している。

図 4.33(i)の二次流れベクトル V_s の分布、図 4.33(j)の二次流れの可視化（二次流れのトレース）、図 4.33(k)の渦度 ω_z の分布は、同時に検討を行う。図 4.33(i)の二次流れベクトル V_s は、各測定点での流れを、平均設計流れ方向（67.35 deg）に垂直な面に投影したベクトルと定義した。図 4.33(j)の流れの可視化（二次流れのトレース）は、図 4.33(i)の二次流れベクトルを結んで、二次渦などの流れを可視化したように表示した。また、図 4.33(k)の渦度の符号は、測定面を下流側から見て、反時計回り方向の渦を正、時計回りの渦を負、と定義した。

図 4.33(i)の二次流れベクトル分布および図 4.33(j)の二次流れの可視化から、チップ側壁面近くの翼負圧面側に、流路渦（負の渦度、時計回り、図中の PV_{tip} ）が観察される。流路渦は、壁面境界層が翼列内部の圧力勾配によって翼負圧面上に巻き上がることによって生じる（Sharma ら、1987）。チップ側流路渦 PV_{tip} の渦度は、 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ では-12.1、 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ では-11.3 で、レイノルズ数の低下により、渦がわずかに強くなる。チップ側の流路渦と静翼後縁のウェークが接する部分（ $y/H=0.8 \sim 0.9$ ）では、流路渦とウェークの干渉によって強い半径方向内側向きの流れになり、流路渦とは反対向きの渦（正の渦度、反時計回り）が発生する。

静翼後縁のウェークの中には、半径方向内側向きの流れが存在している。これは、半径方向の圧力勾配（図 4.33(c)の静圧分布）の影響で、ウェーク内部の低速流れ（高損失流れ）がチップ側からハブ側に移動することが原因である。低レイノルズ数では、ウェークが増大するため、内側向きの流れがより強くなっている。

後縁ウェーク内の内側向きの流れは、ハブ側壁面近くに蓄積して巻き上がることによって、時計回りの強い渦（図中の TEV）を形成している。この後縁渦 TEV は、レイノルズの低下により急激に強くなる。さらに下側のハブ側壁面近傍の負圧面側には、反時計回りの流路渦（ PV_{hub} ）が観察される。ハブ側流路渦 PV_{hub} も、他の渦と同様にレイノルズが低下するほど渦度が大きくなる。翼後縁の内側向き流れによる渦 TEV の存在によって、ハブ側の流路渦 PV_{hub} は壁面近くに留まる。

流路渦 PV_{hub} の右側には、流路渦に付随した小さな渦が存在している。後縁渦 TEV と流路渦 PV_{hub} が衝突して強い干渉を引き起こすことにより、前述の全圧損失分布 (図 4.17) で観察した、ハブ側壁面近くの大きな損失ピークが発生する。このような流れは、半径方向に圧力勾配のある環状翼列に特有の現象であり、Zaccaria ら (1995) も同様のタービン静翼の流れを捉えている。レイノルズ数の低下に伴って、後縁渦と流路渦の両方が強くなって衝突し合うため、ハブ側の全圧損失が急増する (図 4.19)。後縁渦と流路渦の干渉に対するレイノルズ数の影響は、極めて強く、前述の図 4.27 に示したハブ側二次損失とのレイノルズ数相関で述べた通り、損失がレイノルズ数の-0.85 乗に比例して増加する。

図 4.33(I)は、乱れ度 Tu の分布を示す。乱れ度 Tu は、動翼出口測定面の質量流量平均速度 V_2 を基準としてパーセント表示される。乱れ度 Tu は、ウェークと二次流れの部分で乱れ度が高い。低レイノルズ数の場合には、乱れ度が極めて大きくなる。チップ側壁面近傍のウェーク内に見られる高乱れ度領域のピークは、高レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ では 6.1% であるが、低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ では 13.8% で 2.3 倍になる。半径方向位置 $y/H=0.7$ 付近の負圧面側に見られる高乱れ度領域のピークは、高レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ では 8.1% であるが、低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ では 12.6% で 1.6 倍になる。ハブ側壁面近傍の負圧面側に見られる高乱れ度領域 (ハブ側流路渦の影響) のピークは、高レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ では 8.8% で、低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ では 22.5% で、2.6 倍になる。このように、レイノルズ数の低下によって、ウェークや二次流れ領域の乱れ度が急激に増加する。

(F) 三次元流れの半径方向分布

図 4.34 に、静翼出口の半径方向分布に与えるレイノルズ数の影響を示す。半径方向分布は、図 4.33 の各値を、周方向 (ピッチ方向) に質量流量平均して求めた。

図 4.34(a)の全圧損失 CPt の分布では、レイノルズ数の低下によって、全体的に損失が増加している。図 4.34(b)~(e)には、絶対速度 V_{Abs} 、周方向速度 $V_{Abs,\theta}$ 、半径方向速度 $V_{Abs,r}$ 、軸方向速度 $V_{Abs,z}$ を示した。なお、この図の速度は、全て静翼入口ミッドスパンの速度 V_1 で無次元化して、入口流れに対する出口流れの増速率が分

かるようにした。高レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 27.1 \times 10^4$ の場合には、ミッドスパン付近は、設計値とほぼ一致しているが、壁面近くでは二次流れの影響で設計値との差が大きい。レイノルズ数が低くなると、ウェークと二次流れの増加が原因となって、周方向速度と絶対速度が、半径方向全体で設計値よりも低くなる。

図 4.34(f)の静圧 CP_s の分布では、流れの旋回により半径方向に大きな圧力勾配が生じている。レイノルズ数の低下によって、両側壁面近くの静圧がわずかに低くなる。

図 4.34(g)の周方向流れ角（ヨー角） α の分布では、二次流れの影響によって壁面近くで設計値との差が大きい。レイノルズ数が低下すると、流れ角が少なくなる。

図 4.34(h)の半径方向流れ角（ピッチ角） β の分布では、全体的に下向きの流れとなっている。これは、ウェーク部分で発生する半径方向下向きの流れの影響である。レイノルズ数が低下するほど、下向き流れが強くなり、設計値（0 deg）からの差異が大きくなる。

図 4.34(i)の渦度 ω_z の分布では、レイノルズ数の低下によって、二次流れが増大し、壁面近くの渦度が大きくなる。特にハブ側壁面近くの渦度の変化が大きい。

図 4.34(j)の乱れ度 Tu の分布でも、レイノルズ数の影響は非常に大きく、レイノルズ数の低下によって、半径方向全体に渡って乱れ度が増加している。半径方向位置 $y/H = 0.2$ 以上では、レイノルズ数の低下による乱れ度の増加は、2~3%であるが、ハブ側壁面近傍での乱れ度のピーク部分では、高レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 27.1 \times 10^4$ では 3.0%であるのに対して、低レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 4.5 \times 10^4$ では 12.3%（約 4 倍）まで増加する。ハブ側での乱れ度が急増する原因は、図 4.33(i)と図 4.33(k)で観察したように、レイノルズ数の低下に伴って、ハブ側の流路渦と後縁渦の干渉が強くなるからである。

(G) 速度，流れ角，乱れ度（測定面での平均値）

図 4.35 に、測定面全体で質量流量平均した速度，周方向流れ角，半径方向流れ角，乱れ度を示す。

図 4.35(a)の絶対速度 V_{Abs} は、高レイノルズ数では設計値に近いが、レイノルズ

数が低下するとともに7.3%減少する。また、図4.35(b)の周方向流れ角 α も、高レイノルズ数では設計値に近いが、レイノルズ数が低下すると0.95degほど減少する。レイノルズ数の低下によって、静翼の負圧面側に剥離が発生して流れの周方向への流出角が少なくなり、速度の旋回成分が減少して絶対速度が低くなると考えられる。

図4.35(c)の半径方向流れ角 β は、高レイノルズ数では設計値に対して-0.4degの下向きの流れ（ハブ側へ向かう流れ）になっているが、レイノルズ数が低下すると下向きへの流れがさらに強くなり、-1.2degになる（-0.8degの減少）。この現象は、図4.33(e)で観察したように、レイノルズ数が低下すると翼後縁ウエーク領域のチップ側からハブ側へ向かう下向き流れが強くなることに起因している。

図4.35(d)では、レイノルズ数の低下とともに、乱れ度が急増し、 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ の時の乱れ度（4.17%）は、 $Re_{out,NZ}=27.1 \times 10^4$ の時（1.57%）の2.7倍に達する。レイノルズ数が低くなると、高い乱れ度を有するウエークや二次渦の領域が大幅に増加するため、測定面の平均乱れ度も急激に増加する。

(H) 静翼ウエークの詳細計測

静翼ウエークの詳細計測の結果から、ウエークの境界層厚さや形状係数を求め、さらに詳しく流れ場を把握する。測定格子は、図4.4に示したとおりである。

H-1. 軸方向位置 $Z/C_{ax,NZ} = 1.074$ での静翼ウエーク

図4.36に、翼後縁から3.1mm下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の7.4%下流）における最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ での静翼後流の詳細計測結果を示す。図4.36(a)が速度分布、図4.36(b)が乱れ度分布を示す。乱れ度分布から、翼負圧面側のミッドスパンからハブ側寄りに、最大20%程度の乱れ度の高い領域が存在していることが確認できる。この高乱れ度領域は、翼負圧面側での逆流領域の位置に対応している。

図4.37は、定量的な把握をしやすいように、図4.36の速度分布と乱れ度分布から、各半径方向位置での静翼後流のピッチ方向分布を求めたものである。図4.37(a)から(c)に、測定位置が示されている。チップ側（図4.37(d)~(i)）では、ウエークの左側（負圧面側）に流路渦の影響による速度欠損と高乱れ度領域が見られる。

ミッドスパン付近 (図 4.37(j)~(u)) では、ハブ側ほど負圧面側の逆流領域の影響が顕著に観察される。ハブ側 (図 4.37(v)~(x)) では、ウェークの左側 (負圧面側) に二次渦の影響による速度欠損と高乱れ度領域が見られる。特に、図 4.37(w)では、二次渦による速度欠損と乱れ度増加が著しい。

図 4.38 は、図 4.37 の各半径方向位置での速度分布と乱れ度分布から、各半径方向位置での境界層パラメータを計算した結果である。図 4.38(a)~(c)は、それぞれ排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。ミッドスパン付近は、ほぼ一定値を保ち、壁面付近では、二次渦の影響により厚さが増している。特にハブ側の厚さは大きい。各種の境界層厚さの分布形状は、図 4.19 の全圧損失の半径方向分布に極めて似ている。図 4.38(d)は、ウェークの半値幅 (速度欠損がピーク値の半分になる幅) を示す。前述の境界層厚さの分布と似た形状になっている。図 4.38(e)と(f)は、形状係数 H_{J2} と形状係数 H_{32} を示す。ミッドスパン付近の形状係数は、ほぼ一定であり、壁面近くでは、二次流れの影響で変化が見られる。図 4.36(g)は、速度欠損 (最小速度と主流の最大速度差) を示す。チップ側よりもハブ側で速度欠損が大きい。図 4.38(h)は、最大乱れ度を示す。チップ側とハブ側の二次流れ領域と、ミッドスパンよりもハブ側寄りの逆流領域で乱れ度が高くなっている。

次に、レイノルズ数の影響について調べる。図 4.39 は、各レイノルズ数におけるミッドスパンで速度分布と乱れ度分布を示す。また、図 4.40 は、図 4.39 の静翼 2 ピッチ分のデータを平均化した後流分布を、ピッチ方向に拡大して表示している。レイノルズ数の低下によって、低速領域と高乱れ度領域の増加が確認できる。特に、レイノルズ数が $Re_{out,NZ} = 9.0 \times 10^4$ から 4.5×10^4 に低下したときに変化が著しい。

図 4.41 は、図 4.38 から算出した境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.41(a)~(c)は、それぞれ排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。レイノルズ数が低下するほど、厚さが増大している。特に、低レイノルズ数域での厚みの増加が顕著である。図 4.41(d)は、ウェークの半値幅を示す。レイノルズ数が $Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以上の高レイノルズ数域ではレイノルズ数の低下により半値幅が増大する。これは、レイノルズ数の低下により境界層厚さが増えるためである。一方、 $Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以下の低レイノルズ数域では、半値幅が減少する傾

向が見られる。この理由は、低レイノルズ数化によって境界層の遷移が遅れて境界層が乱流から層流に遷移することの影響を受けて、ウェークの拡散と混合が抑制されて、ウェークの分布形状が変化するためと考えられる。このことは、図 4.41(e)と(f)の形状係数 H_{12} と形状係数 H_{32} が、低レイノルズ数域で急激に変化することとも対応している。図 4.41(g)は、速度欠損を示す。レイノルズ数の低下によって、速度欠損が急激に増加している。図 4.41(h)の最大乱れ度も、レイノルズ数が低くなるほど、高い値を示す。

図 4.42 と図 4.43 に、図 4.40 を正圧面側と負圧面側に分離して算出した境界層パラメータを示す。

図 4.42 は、正圧面側の境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.42(a)～(c)は、正圧面側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。レイノルズ数が低下するほど、厚さが徐々に増大している。しかし、図 4.41 で観察されたような、低レイノルズ数域での急激な上昇は見られない。図 4.42(d)は、ウェークの半値幅を示す。図 4.41(d)と同様にレイノルズ数が $Re_{out.NZ}=18.6 \times 10^4$ 以上ではレイノルズ数の低下により半値幅が増大し、 $Re_{out.NZ}=18.6 \times 10^4$ 以下ではレイノルズ数の低下により半値幅が減少する。図 4.42(e)の形状係数 H_{12} は、レイノルズ数の低下とともに大きくなり、図 4.42(f)の形状係数 H_{32} は、レイノルズ数の低下とともに小さくなる。

図 4.43 は、負圧面側の境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.43(a)～(c)は、負圧面側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。レイノルズ数が低下するほど、厚さが徐々に増大し、レイノルズ数が $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ から 4.5×10^4 に低下したときに厚さが急増する。これは、負圧面側境界層の変化が流れに大きな影響を与えることを意味する。図 4.43(d)は、ウェークの半値幅を示し、レイノルズ数の変化によって、半値幅が複雑に変化している。図 4.43(e)と(f)の形状係数 H_{12} と形状係数 H_{32} でも、低レイノルズ数域での変化が顕著に現れている。

図 4.44～図 4.46 には、図 4.41～図 4.43 の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さに対して、レイノルズ数の相関を検討した結果をまとめる。

図 4.44 は、排除厚さとレイノルズ数の関係を示す。図 4.44(a)は排除厚さの算出方法を説明している。図 4.44(b)は、排除厚さ（正圧面側と負圧面側の合計）とレ

レイノルズ数の関係を示す。図 4.44 では、測定データを丸印で表し、「レイノルズ数の-0.2 乗則」相関を実線で示す。レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では、測定値が-0.2 乗則の実線に近い値を示す。しかし、 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下のレイノルズ数では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2 乗則の実線よりも大きく上側に外れる。 $Re_{out.NZ} = 10.0 \times 10^4$ 以下の低レイノルズ数領域では、波線で示すような $n = -0.65$ となり、レイノルズ数の影響が大きいことがわかる。図 4.44(c)と(d)は、正圧面側と負圧面側の排除厚さとレイノルズ数の相関を示す。図 4.44(c)の正圧面側では、レイノルズ数の低下とともに、排除厚さが徐々に-0.2 乗則から外れていく。レイノルズ数との関係は、-0.35 乗に近くなっている。図 4.44(d)の負圧面側では、レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上の時に測定値が-0.2 乗則に近い値を示すが、 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下の時には $n = -1.0$ という急激な増加をする。

図 4.45 は、運動量厚さとレイノルズ数の関係を示す。図 4.45(a)は運動量厚さの算出方法を説明している。図 4.45(b)は、運動量厚さ（正圧面側と負圧面側の合計）とレイノルズ数の関係を示す。レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では、測定値が-0.2 乗則の実線に近い値を示す。しかし、 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下では、測定値が-0.2 乗則の実線よりも上側に存在する。低レイノルズ数領域では、波線で示すような $n = -0.40$ となる。図 4.45(c)と(d)は、正圧面側と負圧面側の運動量厚さとレイノルズ数の相関を示す。図 4.45(c)の正圧面側では、 $Re_{out.NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以下において、レイノルズ数の低下とともに徐々に-0.2 乗則から外れていく。レイノルズ数との関係は、-0.35 乗に近い。図 4.45(d)の負圧面側では、レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上で変化が少ないが ($n = -0.07$)、 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下では $n = -0.58$ で増加する。

図 4.46 は、エネルギー消散厚さとレイノルズ数の関係を示す。図 4.46(a)はエネルギー消散厚さの算出方法を説明している。図 4.46(b)は、エネルギー消散厚さ（正圧面側と負圧面側の合計）とレイノルズ数の関係を示す。レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では、測定値は-0.2 乗則の実線に近い。しかし、 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下では、測定値が-0.2 乗則の実線よりも上側に外れる。低レイノルズ数領域では、波線で示すような $n = -0.29$ となる。図 4.46(c)と(d)は、正圧面側と負圧面側のエネルギー消散厚さとレイノルズ数の相関を示す。図 4.46(c)の正圧面側では、 $Re_{out.NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以下において、レイノルズ数の低下とともに徐々に-0.2 乗則から外れる。レイノル

ズ数との関係は、 -0.30 乗に近くなっている。図 4.46(d)の負圧面側では、レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=9.0 \times 10^4$ 以上で変化が少ないが ($n=-0.065$)、 $Re_{out,NZ}=9.0 \times 10^4$ 以下では $n=-0.45$ で急激に増加する。

H-2. 軸方向位置 $Z/C_{ax,NZ}=1.156$ での静翼ウエーク

図 4.47 に、翼後縁から 6.6 mm 下流(ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流)における最低レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=4.5 \times 10^4$ での静翼後流の詳細計測結果を示す。図 4.47(a)が速度分布、図 4.47(b)が乱れ度分布を示す。乱れ度分布から、翼負圧面側のミッドスパンからハブ側寄りに、最大 13% 程度の乱れ度の高い領域が存在している。この高乱れ度領域は、翼負圧面側での逆流領域の位置に対応している。

図 4.48 は、定量的な把握をしやすいように、図 4.47 の速度分布と乱れ度分布から、各半径方向位置での静翼後流のピッチ方向分布を求めたものである。図 4.48(a)から(c)に、測定位置が示されている。チップ側(図 4.48(d)~(i))では、ウエークの左側(負圧面側)に流路渦の影響による速度欠損と高乱れ度領域が見られる。ミッドスパン付近(図 4.48(j)~(u))では、ハブ側ほど負圧面側の逆流領域の影響が顕著に観察される。ハブ側(図 4.48(v)~(x))では、ウエークの左側(負圧面側)に二次渦の影響による速度欠損と高乱れ度領域が見られる。

図 4.49 は、図 4.48 の各半径方向位置での速度分布と乱れ度分布から、各半径方向位置での境界層パラメータを計算した結果である。図 4.49(a)~(c)は、排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。ミッドスパン付近は、ほぼ一定値を保ち、壁面付近では、二次渦の影響により厚さが増えている。特にハブ側の厚さは大きい。各種の境界層厚さの分布形状は、図 4.19 の全圧損失の半径方向分布とよく似ている。図 4.49(d)は、ウエークの半値幅を示し、境界層厚さの分布と似た形状である。図 4.49(e)と(f)は、形状係数 H_{12} と形状係数 H_{32} を示す。ミッドスパン付近の形状係数は、ほぼ一定であり、壁面近くでは、二次流れの影響で変化が見られる。図 4.47(g)は、速度欠損(最小速度と主流の速度差の最大値)を示す。チップ側よりもハブ側壁面近くで速度欠損が大きい。図 4.49(h)は、最大乱れ度を示す。チップ側とハブ側の二次流れ領域で乱れ度が高い。

次に、レイノルズ数の影響について調べる。図 4.50 は、各レイノルズ数におけるミッドスパンで速度分布と乱れ度分布を示す。また、図 4.51 は、図 4.50 の静翼 2 ピッチ分のデータを平均化した後流分布を、ピッチ方向に拡大して表示している。レイノルズ数の低下によって、低速領域と高乱れ度領域の増加が確認できる。特に、レイノルズ数が $Re_{out,NZ}=9.0 \times 10^4$ から 4.5×10^4 に低下した時の変化が顕著である。

図 4.52 は、図 4.51 から算出した境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.52(a)~(c)は、排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。レイノルズ数が低下するほど、厚さが増大する。特に、低レイノルズ数域での厚みの増加が大きい。図 4.52(d)は、ウェークの半値幅を示す。レイノルズ数が $Re_{out,NZ}=18.6 \times 10^4$ 以上の高レイノルズ数域ではレイノルズ数の低下により半値幅が増大する。これは、レイノルズ数の低下により境界層厚さが増えるためである。一方、 $Re_{out,NZ}=18.6 \times 10^4$ 以下の低レイノルズ数域では、半値幅が減少する傾向が見られる。この理由として、低レイノルズ数化によって境界層の遷移が遅れて境界層が乱流から層流に遷移することの影響を受けて、ウェークの拡散と混合が抑制されて、ウェークの分布形状が変化することが挙げられる。このような変化は、図 4.41(d)と同様である。図 4.52(e)と(f)の形状係数 H_{12} と形状係数 H_{32} も、低レイノルズ数域で急激に変化している。図 4.52(g)の速度欠損と図 4.52(h)の最大乱れ度も、低レイノルズ数域で高い値を示す。

図 4.53 と図 4.54 に、図 4.51 を正圧面側と負圧面側に分離して算出した境界層パラメータを示す。

図 4.53 は、正圧面側の境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.53(a)~(c)は、正圧面側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。レイノルズ数 $Re_{out,NZ}=13.6 \times 10^4$ 以上では、レイノルズ数の影響がほとんど見られないが、 $Re_{out,NZ}=13.6 \times 10^4$ 以下では厚さが増加する。図 4.53(d)は、ウェークの半値幅を示し、図 4.52(d)と同様にレイノルズ数が $Re_{out,NZ}=18.6 \times 10^4$ 以上ではレイノルズ数の低下により半値幅が増大し、 $Re_{out,NZ}=18.6 \times 10^4$ 以下ではレイノルズ数の低下により半値幅が減少する。図 4.53(e)の形状係数 H_{12} は、低レイノルズ数域で大きくなり、図 4.53(f)の形状係数 H_{32} は、低レイノルズ数域で小さくなる傾向が見られる。

図 4.54 は、負圧面側の境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.54(a)～(c)は、負圧面側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。レイノルズ数が低下するほど、厚さが徐々に増大し、レイノルズ数が $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ から 4.5×10^4 に低下したときに厚さが急増する。図 4.52(d)は、ウェークの半値幅を示し、レイノルズ数の変化によって、半値幅が変化している。図 4.54(e)と(f)の形状係数 H_{I2} と形状係数 H_{32} でも、低レイノルズ数域での変化が著しい。

図 4.55～図 4.57 には、図 4.52～図 4.54 の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さに対して、レイノルズ数の相関を検討した結果をまとめる。

図 4.55 は、排除厚さとレイノルズ数の関係を示す。図 4.55(b)は、排除厚さ（正圧面側と負圧面側の合計）とレイノルズ数の関係を示す。図 4.55 では、測定データを丸印で表し、「レイノルズ数の-0.2 乗則」相関を実線で示す。レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では、測定値が-0.2 乗則の実線に近い値を示す。しかし、 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以下のレイノルズ数では、レイノルズ数が低下するほど、測定値が-0.2 乗則の実線よりも大きく上側に外れる。 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以下の低レイノルズ数領域では、波線で示すような $n = -0.70$ となり、レイノルズ数の影響が極めて大きい。図 4.55(c)と(d)は、正圧面側と負圧面側の排除厚さとレイノルズ数の相関を示す。図 4.55(c)の正圧面側では、レイノルズ数の低下とともに、排除厚さが徐々に-0.2 乗則から外れていく。レイノルズ数との関係は、-0.60 乗に近い。図 4.55(d)の負圧面側では、レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以上の時に測定値が-0.2 乗則に近い値を示すが、 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以下の時には、 $n=-0.70$ で急増する。

図 4.56 は、運動量厚さとレイノルズ数の関係を示す。図 4.56(b)は、運動量厚さ（正圧面側と負圧面側の合計）とレイノルズ数の関係を示す。レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では、測定値は-0.2 乗則に近い変化をする。しかし、低レイノルズ数領域では、波線で示すような $n = -0.60$ となる。図 4.56(c)と(d)は、正圧面側と負圧面側の運動量厚さとレイノルズ数の相関を示す。図 4.56(c)の正圧面側では、 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以上では-0.2 乗則に近いが、低レイノルズ数域では-0.60 乗で変化する。図 4.56(d)の負圧面側では、レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以上では-0.2 乗則に近いが、 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ 以下では $n=-0.60$ で増加する。

図 4.57 は、エネルギー消散厚さとレイノルズ数の関係を示す。図 4.57(b)は、エネ

ルギ消散厚さ（正圧面側と負圧面側の合計）とレイノルズ数の関係を示す。レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では、測定値は-0.2乗則の実線に近い。しかし、 $Re_{out,NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下では、測定値が-0.2乗則の実線よりも上側に外れ、波線で示すような $n = -0.55$ となる。図 4.57(c)と(d)は、正圧面側と負圧面側のエネルギー消散厚さとレイノルズ数の相関を示す。図 4.57(c)の正圧面側では、 $Re_{out,NZ} = 11.0 \times 10^4$ 付近から、レイノルズ数の低下とともに徐々に-0.2乗則から外れる。低レイノルズ数域では、レイノルズ数との関係は、-0.55乗になっている。図 4.57(d)の負圧面側では、レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以上では-0.2乗則に近いが、 $Re_{out,NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下では $n = -0.55$ で急激に増加している。

以上で考察した境界層の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さのレイノルズ数による変化は、全圧損失の変化と同じ傾向が見られる（図 4.25 のミッドスパンでの損失とレイノルズ数の関係を参照）。このことは、境界層厚さの算出により、レイノルズ数の変化に伴う全圧損失の変化を予測できることを意味する。第6章以降で説明するタービン動翼流れの測定では、全圧損失を直接計測することは難しいが、速度計測データから境界層厚さを計算することによって、上記の事実に基づいて、間接的に全圧損失を見積もることが可能となる。

(I) 静翼出口の壁面境界層の詳細計測

静翼出口での壁面近傍流れの詳細計測の結果から、壁面境界層の厚さや形状係数を求め、壁面境界層の様子を詳しく把握する。なお、測定格子は、前述の図 4.7の通りであり、測定位置は、翼後縁から 6.6 mm 下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6%下流）である。

図 4.58 から図 4.60 に、3つのレイノルズ数（ $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$, 13.6×10^4 , 27.1×10^4 ）での静翼出口の壁面境界層の詳細な計測結果を示す。これらの図では、5孔ピトー管による速度測定（図 4.33(b)）では捉えられなかった壁面近傍の境界層流れが測定できている。

図 4.61 には、図 4.58～図 4.60 の各レイノルズ数における速度と乱れ度の分布図について、左右の静翼2ピッチを平均化した分布図を示す。これらの図中に番号1から10で表示されているスパン方向の線は、次図（図 4.62）のスパン方向分布の

測定位置を表している。

図 4.62 には、図 4.61 の 10 カ所のピッチ方向位置において、各レイノルズ数での速度と乱れ度の半径方向分布が示されている。これらの半径方向分布図から、ハブ側とチップ側の境界層パラメータを算出すると、図 4.63 と図 4.64 のようになる。

図 4.63 は、ハブ側壁面の境界層パラメータのピッチ方向分布を示す。図 4.63(a)の境界層厚さは、壁面から主流速度の 99%となる位置までの距離として定義する。静翼の翼間の主流が通過する部分（ピッチ方向位置 $x/S=0.0\sim 0.5, 1.0\sim 1.5$ ）では、翼高さ H の 2%程度であるが、翼後縁と壁面の接する部分の負圧面側寄りでは、5%程度になっている。この原因としては、翼面での境界層の発達や負圧面側の二次渦の影響が大きいことが考えられる。図 4.63(b)~(d)は、壁面境界層の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。これらの分布形状は、図 4.63(a)の境界層厚さと同様である。静翼出口ハブ側の排除厚さは 0.4%程度、運動量厚さは 0.25%程度、エネルギー消散厚さは 0.4%程度であり、静翼入口ハブ側境界層（図 4.12 と表 4.4）の排除厚さ 1.6%、運動量厚さ 1.0%と比較すると、静翼出口境界層は 1/4 程度の厚さになっている。この理由は、静翼入口ハブ側の境界層が、翼列内部で流路渦の影響によって巻き上げられて、負圧面上に蓄積するためである。図 4.63(e)は、形状係数 H_{12} を示す。静翼の翼間の主流に接する部分（ $x/S = 0.0\sim 0.5, 1.0\sim 1.5$ ）で約 1.6、静翼後縁付近（ $x/S = 0.8, 1.8$ 付近）では約 1.2 となっている。一方、図 4.63(f)の形状係数 H_{32} は、静翼の翼間の主流に接する部分で約 1.7、静翼後縁付近では約 1.85 となっている。

図 4.64 は、チップ側壁面の境界層パラメータのピッチ方向分布を示す。図 4.64(a)の境界層厚さは、静翼の翼間の主流が通過する部分（ $x/S = 0.5\sim 0.8, 1.5\sim 1.8$ ）では、翼高さ H の 3%程度であるが、翼後縁と壁面の接する部分の負圧面側寄りでは、5%程度になっている。図 4.64(b)~(d)は、壁面境界層の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。これらの分布形状は、図 4.64(a)の境界層厚さと似ている。静翼出口チップ側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さは、ともに 0.1%前後であり、静翼入口チップ側境界層（図 4.12 と表 4.4）の排除厚さ 1.3%、運動量厚さ 0.75%と比較すると、静翼出口境界層はかなり薄いことが分かる。この原因は、

静翼入口チップ側の境界層が、翼列内部で流路渦の影響によって巻き上げられて、負圧面上に蓄積するためである。図 4.64(e)は、形状係数 H_{I2} を示し、静翼の翼間の主流に接する部分 ($x/S=0.5\sim 0.8, 1.5\sim 1.8$) で約 1.3、静翼後縁付近 ($x/S=0.4, 1.4$ 付近) では最大 2.9 に達する。また、図 4.64(f)の形状係数 H_{32} では、静翼の翼間の主流に接する部分で約 1.9、静翼後縁付近では約 1.5 となる。

図 4.65 と図 4.66 は、図 4.63 と図 4.64 の境界層パラメータのピッチ方向分布から、ピッチ方向の平均値を求め、壁面流れの境界層パラメータとレイノルズ数の関係をまとめる。縦軸が各種の境界層パラメータ、横軸がレイノルズ数を表す。

図 4.65 は、ハブ側壁面の境界層パラメータの平均値とレイノルズ数の関係を示す。図 4.65(a)の境界層厚さは、低レイノルズ数でわずかに増加している。図 4.65(b)～(d)は、壁面境界層の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。これらは、レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以上では一定を保つが、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以下では増加し、最小レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=4.5\times 10^4$ では、高レイノルズ数と比べて約 1.2 倍の値になっている。図 4.65(e)の形状係数 H_{I2} では、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以上ではレイノルズ数の低下とともに減少し、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以下では反対に増加する。図 4.65(f)の形状係数 H_{32} は、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以上ではレイノルズ数の低下とともに増加し、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以下では反対に減少する。このような形状係数の変化から、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ を境にして、ハブ側の壁面境界層が乱流から層流に変化すると考えられる。

図 4.66 は、チップ側壁面の境界層パラメータの平均値とレイノルズ数の関係を示す。図 4.66(a)の境界層厚さは、 $Re_{out.NZ}=13.6\times 10^4$ 以上ではレイノルズ数の低下とともに減少し、 $Re_{out.NZ}=13.6\times 10^4$ 以下では反対にレイノルズ数の低下とともに増加する。図 4.66(b)～(d)は、壁面境界層の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示し、レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=13.6\times 10^4$ 以上ではほぼ一定であるが、 $Re_{out.NZ}=13.6\times 10^4$ 以下では増加し、最小レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=4.5\times 10^4$ では、高レイノルズ数の時の約 2 倍になっている。図 4.66(e)の形状係数 H_{I2} では、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以上ではレイノルズ数の低下とともにわずかに大きくなり、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以下で急増する。図 4.66(f)の形状係数 H_{32} は、 $Re_{out.NZ}=13.6\times 10^4$ 以上では一定で、 $Re_{out.NZ}=13.9\times 10^4$ 以下ではレイノルズ数の低下とともに減少し、 $Re_{out.NZ}=9.0\times 10^4$ 以下で

急激に小さくなる。以上のような境界層パラメータの変化から、 $Re_{out.NZ}=9.0 \times 10^4$ から $Re_{out.NZ}=13.6 \times 10^4$ の間を境にして、チップ側の壁面境界層が乱流から層流に変化すると考えられる。

4.5.3 主流乱れ度の影響

以下では、レイノルズ数を一定 ($Re_{out.NZ}=13.6 \times 10^4$) に保って主流乱れ度を $Tu_m = 0.5\% \sim 8.7\%$ の範囲で変化させた実験結果に基づき、主流乱れ度がタービン静翼の流れに及ぼす影響を考察する。主流乱れ度の影響を検討する際に、レイノルズ数 $Re_{out.NZ}=13.6 \times 10^4$ での測定結果を用いる理由は、このレイノルズ数が 300kW 級セラミックガスタービンの出口基準レイノルズ数 Re_{out} の平均値に最も近いからである。

4.5.3.1 静翼入口の流れへ与える主流乱れ度の影響

図 4.67 に、各主流乱れ度における静翼入口の流れを示す。半径方向位置 $y/H=0.2 \sim 0.8$ の主流域は、 $Tu_m = 8.7\%$ を除き、一様な流れになっている。 $Tu_m = 8.7\%$ では、チップ側よりもハブ側の速度がわずかに速い（平均速度に対し 3%）。乱れ度分布は、主流領域ではほぼ一定値を保ち、壁面近くの境界層領域では大きくなっている。

図 4.68 に、図 4.67 のチップ壁面とハブ壁面近くの流れの拡大図を示す。表 4.15 に、図 4.68(a) の速度分布から算出した境界層の排除厚さ δ_l と運動量厚さ δ_2 （実寸の mm 表示と流路高さ H に対する % 表示）および形状係数 H_{l2} を示す。チップ側の境界層は、主流乱れ度が増加するほど、排除厚さ δ_l と運動量厚さ δ_2 が増える（排除厚さは流路高さ H の 0.50% 増加、運動量厚さは流路高さの 0.57% 増加）。また、チップ側の形状係数 H_{l2} は、 $Tu_m = 0.5\%$ では 1.97 で、層流境界層 ($H_{l2} = 2.6$) と乱流境界層 ($H_{l2} = 1.4$) のほぼ中間の値になるが、 $Tu_m = 8.7\%$ では 1.48 まで減少し、乱流境界層に近くなる。一方、ハブ側の境界層厚さは、チップ側と比べて変化が少ない（排除厚さの変化は流路高さの 0.32%、運動量厚さの変化は流路高さの 0.26%）。ハブ側の形状係数 H_{l2} は、 $Tu_m = 0.5\%$ では 1.71、 $Tu_m = 8.7\%$ で 1.59 であり、

わずかに減少するが、チップ側の形状係数と比較して変化量が少ない。壁面付近の乱れ度分布では、主流乱れ度の大きさに関わらず、最大乱れ度は12%程度で、チップ側とハブ側の分布形状は、ほぼ対称型に近い。

4.5.3.2 静翼出口の流れに与える主流乱れ度の影響

(A) 全圧損失分布

図4.69に、レイノルズ数 $Re_{out.NZ} = 13.6 \times 10^4$ の状態で、主流乱れ度を変化させた時の静翼出口の全圧損失 CPI の分布を示す。図4.70には、図4.69(b)~(e)の各主流乱れ度での全圧損失分布から、本実験で最も低い主流乱れ度 $Tu_m = 0.5\%$ での全圧損失分布（図4.69(a)）を引いて、主流乱れ度の変化が全圧損失分布に及ぼす影響をさらに分かりやすくした図を示す。

チップ側の翼負圧面（SS）では、主流乱れ度が高くなると、スパン方向位置 $y/H = 0.78$ の損失ピークがわずかに減少する（ $Tu_m = 0.5\%$ では0.387、 $Tu_m = 8.7\%$ では0.359）。一方、チップ側壁面近くの負圧面側には、乱れ度が高くなるほど、損失領域が広がる。これらの変化は、主流乱れ度の増加により二次渦（流路渦）が弱まり、壁面境界層の翼面上への巻き上がりが減少することに起因する。

ハブ側壁面近くには、翼負圧面側に全圧損失の大きな領域が広がっている。この損失領域は、壁面上の流路渦と後縁ウエーク内の渦の干渉により生じる（詳細は後述）。主流乱れ度が増加すると、ハブ側の二次流れが弱まるために、損失領域の位置が壁面から離れて、損失ピークが減少する（ $Tu_m = 0.5\%$ では0.635、 $Tu_m = 8.7\%$ では0.511）。

ミッドスパン付近（ $y/H = 0.2 \sim 0.7$ ）の翼後縁（TE）に沿った損失は、翼後縁からのウエークと翼負圧面側の剥離が原因で生じる。乱れ度が低いときには、ハブ側で損失が大きくチップ側で損失が少ない分布である。乱れ度が増加すると、翼負圧面のハブ側で損失が減り、チップ側で損失が増えて、スパン方向に一様な分布に変化する。

図4.71に、全圧損失の半径方向分布を示す。図4.71(a)は、図4.69の各測定値での全圧損失を周方向（ピッチ方向）に質量流量平均した分布である。図4.71(b)は、

低主流乱れ度 $Tu_m = 0.5\%$ での全圧損失と他の主流乱れ度での全圧損失の差を求めた分布で、図 4.70 と同様に、主流乱れ度の増加の影響を分かりやすく示している。ハブ側壁面近くでは、主流乱れ度の増加とともに、全圧損失が急減している。 $y/H = 0.2 \sim 0.4$ では、乱れ度が高いほど損失が減る。逆に、 $y/H = 0.4$ 以上では、乱れが増えるほど損失が増加する。これらの変化は、図 4.70 で観察したように、主流乱れ度の増加により、ハブ側の剥離が減り、チップ側の剥離が増えたことが原因である。

図 4.72 に、図 4.71 の各半径方向位置での損失に対する主流乱れ度の影響を示す。ミッドスパン付近では、主流乱れ度が増加すると損失が増加している。一方、ハブ側壁面近傍では、主流乱れ度が増加すると損失が減少している。

(B) 全圧損失（測定面の平均値）

前述の 4.5.2.3(C)項と同様に、図 4.21 の損失分類法を用いて、形状損失と二次損失を求めた。静翼入口での損失（図 4.21 の上部左）は、全圧損失の半径方向分布（図 4.67(b)）から、チップ側とハブ側の境界層損失を求めた。静翼出口での損失（図 4.21 の上部右）は、図 4.71(a)の全圧損失の半径方向分布で、ミッドスパン近傍の分布から最小自乗法で近似直線を求め、この線の内側を形状損失、外側を二次損失と分類した。

図 4.73 に、主流乱れ度が損失（測定面の質量流量平均値）に与える影響を示す。また、表 4.16 に、 $Tu_m = 0.5\%$ と $Tu_m = 8.7\%$ における各損失値を示す。

入口損失 CPT_m は、入口壁面の境界層による損失であり、静翼入口の全圧損失の半径方向分布（図 4.69）からチップ側とハブ側の境界層損失を計算することによって求められる。主流乱れ度によって、入口損失が変化している。これは、境界層厚さが変化すること（図 4.68 と表 4.15）が原因であるが、出口損失と比較すると入口損失の変化量はわずかである。

正味総全圧損失（翼列損失） $CPT_{out,n}$ は、翼列内部で生じる損失を意味し、出口損失 $CPT_{out,g}$ （図 4.69 の質量流量平均値）から入口損失 CPT_m （図 4.65(b)の質量流量平均値）を引いて求められる。正味総全圧損失 $CPT_{out,n}$ は、主流乱れ度が変わっても、平均値に対して $\pm 3.4\%$ の範囲内に収まり、ほぼ一定を保っている。

正味総全圧損失 $CPT_{out,n}$ は、形状損失と二次損失に分割できる。形状損失 CPT_p は、主流乱れ度が高くなるほど増加し、 $Tu_{in} = 8.7\%$ の時の形状損失 (0.0416) は、 $Tu_{in} = 0.5\%$ の時 (0.0341) の1.2倍 (20%増) である。

二次流れ損失に対する主流乱れ度の影響を検討する際には、入口境界層の影響を取り除くため、静翼出口の二次損失 $CPT_{s,g}$ から入口境界層の損失 CPT_m を差し引いた正味二次損失 $CPT_{s,n}$ を用いる。正味二次損失 $CPT_{s,n}$ は、主流乱れ度が高くなるほど減少し、 $Tu_{in} = 8.7\%$ の時の正味二次損失 (0.0138) は、 $Tu_{in} = 0.5\%$ の時 (0.0201) の0.69倍 (31%減) となる。

形状損失 CPT_p の増加と二次損失 $CPT_{s,n}$ の減少が打ち消し合うため、主流乱れ度が増加しても正味全圧損失 $CPT_{out,n}$ がほぼ一定となる。前項で述べたように、レイノルズ数の低下によって正味総全圧損失、形状損失、二次損失がそれぞれ2倍近くまで急増することに比べると、主流乱れ度の影響は少ない。

(C) 3次元流れの構造

主流乱れ度の変化によって流れの構造がどのように変化するかを明らかにするため、図4.74に、本実験での最も低い主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.5\%$ と最も高い主流乱れ度 $Tu_{in} = 8.7\%$ における、静翼出口での全圧損失、速度、静圧、流れ角、二次流れ、渦度、乱れ度の分布を示す。図4.74の左側の図は、低主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.5\%$ での流れ、右側の図は、高主流乱れ度 $Tu_{in} = 8.7\%$ での流れである。また、図4.75には、静翼出口流れの半径方向分布を示す。この半径方向分布は、図4.74の各測定点での値を、周方向 (ピッチ方向) に質量流量平均したものである。

図4.74(a)の全圧損失分布は、図4.69(a)と(e)と同じ図であるが、他の分布図と比較しやすいように再掲した。主流乱れ度の増加によって、翼後縁の剥離の増加と二次渦の減少する様子が確認できる。

図4.74(b)は、絶対速度 V_{Abs} の分布を示す。絶対速度 V_{Abs} は、静翼出口測定面の質量流量平均速度 V_2 で無次元化されている。今回のタービン静翼の後縁は、ハブ側からチップ側を結ぶ直線形状であるが、静翼の後縁ウェークに沿った低速領域は、 $Tu_{in} = 0.5\%$ ではミッドスパン付近で湾曲した分布となるが、 $Tu_{in} = 8.7\%$ では翼後縁形状と同様に直線的な分布となる。この変化は、翼負圧面側での剥離分布の

変化が原因である。乱れ度が低い $Tu_{in}=0.5\%$ では、負圧面側のミッドスパンからハブ側で剥離が発生する。ミッドスパンからハブ側では剥離領域があることによって周方向流れ角が減少し、ミッドスパンからチップ側では剥離がないので周方向流れ角が増加する（図 4.74(g)の周方向流れ角の図も参照）。このような半径方向への剥離の不均一性が、 $Tu_{in}=0.5\%$ での後縁ウェークを曲がった形状にする。一方、乱れ度が高い $Tu_{in}=8.7\%$ の場合は、剥離が半径方向に均一に発生するため、剥離による周方向流れ角の減少も半径方向に一樣となるので、後縁ウェーク形状が静翼後縁と同様に直線形状を維持する。また、主流乱れ度が高くなると、ハブ壁面近くの二次渦（流路渦）の影響による低速域が減少する。ハブ側流路渦の低速ピークは、 $Tu_{in}=0.5\%$ では 0.80、 $Tu_{in}=8.7\%$ では 0.89 であり、0.9（出口平均速度 V_2 の 9%）の変化が見られる。

図 4.74(c)の静圧分布は、静翼出口での流れの旋回の影響を受けて、ハブ側よりもチップ側が高くなる（図 4.75(c)の静圧の半径方向分布も参照）。翼後縁のウェークでは速度が低いため、主流よりも静圧が高くなる。主流乱れ度が高くなると、主流とウェークでの静圧差が小さくなり、静圧分布の歪みが減っている。また、 $Tu_{in}=0.5\%$ のハブ側には、二次流れによる低静圧領域が観察できる。

図 4.74(d)～(f)は、それぞれ絶対速度の周方向速度成分 $V_{Abs,\theta}$ 、半径方向速度成分 $V_{Abs,r}$ 、軸方向速度成分 $V_{Abs,z}$ の分布を示す。速度成分は、動翼出口測定面の質量流量平均速度 V_2 によって無次元化した。周方向速度は、静翼の後縁ウェークに沿って低くなる。さらに、負圧面側のチップ壁面とハブ壁面の近くには、二次渦の影響による低速域が存在する。乱れ度が増加すると、二次渦によって生じるハブ側の低速領域が減少している。乱れ度の増加により、チップ側の低速領域も減少しているが、ハブ側の低速領域と比べると、変化量はごくわずかである。半径方向速度は、静翼ウェークに沿って負の速度（半径方向に下向きの流れ）になる。乱れ度が高くなると、二次渦によって生じる半径方向速度のピークが弱まっている。軸方向速度は、翼負圧面側で低く、正圧面側で高い値を示している。壁面近くでは、二次渦の影響によって、軸方向速度が複雑な分布となる。乱れ度が高くなると、壁面近くのピークが弱まる傾向がある。

図 4.74(g)の周方向流れ角分布（ヨー角分布）では、チップ側とハブ側に二次流

れによる周方向流れ角のピークが複数存在する。主流乱れ度が高くなると二次渦が弱まるため、 $Tu_{in}=0.5\%$ よりも $Tu_{in}=8.7\%$ のほうが、どのピークも小さくなっている。

図 4.74(h)の半径方向流れ角分布（ピッチ角分布）では、主流乱れ度が高くなるほど、翼後縁のチップ側とハブ側の半径方向流れ角のピークが減少する傾向が見られる。これは、主流乱れ度の増加にともなう二次渦の減少が原因である。主流領域でも、乱れ度の違いによる流れ角分布の変化が観察される。

図 4.74(i)の二次流れベクトル分布、図 4.74(j)の二次流れの可視化（二次流れのトレース）、図 4.74(k)の渦度分布は、同時に検討を行う。図 4.74(i)の二次流れベクトルは、平均設計流れ方向（67.35 deg）に垂直な面に、各測定点での流れを投影したベクトルと定義した。図 4.74(j)の流れの可視化（二次流れのトレース）は、図 4.74(i)の二次流れベクトルを結んで、二次渦などの流れを可視化したように表示した。また、図 4.74(k)の渦度は、下流側から見て反時計回りの渦を正と定義した。

二次流れベクトルの分布のチップ側では、翼負圧面側に時計回りの流路渦（図中の PV_{tip} ）が観察される。チップ側流路渦 PV_{tip} の渦度は、 $Tu_{in}=0.5\%$ では-8.4、 $Tu_{in}=8.7\%$ では-6.3 で、主流乱れ度の増加により流路渦が弱まる。

静翼後縁のウェークには、半径方向に内側向きの流れ（チップ側からハブ側に向かう流れ）が存在する。これは、半径方向の圧力勾配（図 4.74(c)と図 4.75(c)）の影響で、ウェークの低速流れ（高損失流れ）がチップ側からハブ側に移動することに起因する。ウェーク領域内の半径方向に内側向きの流れは、 $Tu_{in}=0.5\%$ ではミッドスパン付近の上下で曲がった形状であるが、 $Tu_{in}=8.7\%$ では直線形状の分布になる。この原因は、図 4.74(b)の絶対速度分布で考察したように、 $Tu_{in}=0.5\%$ では剥離がミッドスパンからハブ側で大きく発生するが、 $Tu_{in}=8.7\%$ では半径方向に均一な剥離が発生するためと考えられる。

後縁ウェーク内の内側向きの流れは、ハブ側壁面近くに蓄積して巻き上がり、時計回りの強い渦（図中の TEV）を形成する。この後縁渦 TEV は、主流乱れ度の増加により急激に弱まる。さらに下側のハブ側壁面近傍では、翼負圧面側に反時計回りの流路渦（ PV_{hub} ）が観察される。ハブ側流路渦 PV_{hub} も、主流乱れ度が高くなるほど渦度が小さくなる。翼後縁の内側向き流れによる渦 TEV の存在によっ

て、ハブ側の流路渦 PV_{hub} は壁面近くに留まる。流路渦 PV_{hub} の右側には、流路渦に付随した小さな渦が存在している。ハブ側壁面近くで後縁渦 TEV と流路渦 PV_{hub} が衝突して強い干渉を引き起こすことによって、前述の全圧損失分布（図 4.69）で観察した大きな損失ピークが発生する。主流乱れ度が増加すると後縁渦と流路渦の両方が弱まるため、ハブ側の全圧損失が減少する（図 4.71）。

図 4.74(k)の乱れ度分布では、後縁ウエークと二次流れの領域で乱れ度が高い。 $Tu_{in}=0.5\%$ での後縁に沿った乱れ度は、ハブ側 ($y/H=0.2\sim 0.45$) で乱れ度が高く、チップ側 ($y/H=0.45\sim 0.7$) で乱れ度が低い分布である（図 4.74(j)）。 $Tu_{in}=0.5\%$ のハブ側の高乱れ度領域には、局所的にピークが見られ、その位置は各翼により異なる（左側の翼は $y/H=0.46$ に 9.1%，右側の翼は $y/H=0.22$ に 12.3%）。一方、 $Tu_{in}=8.7\%$ では、スパン方向に一様な分布に変化し、局所ピークも消える。これは全圧損失と同様の傾向を示し、翼負圧面側の剥離分布の変化が原因と考えられる。

この特徴的な乱れ度の変化を理解するため、 $y/H=0.59$ でのピッチ方向の速度と乱れ度の分布、瞬時速度波形を図 4.76 に示す。図 4.76(a)と(b)のピッチ方向分布では、主流乱れ度が高くなると、負圧面側の速度欠損と乱れ度が増加する。図 4.76(c)と(d)は、それぞれ $Tu_{in}=0.5\%$ と 8.7% の瞬時波形を示す。位置 A（負圧面側の主流）では、流れの変動が少ない。位置 B（ウエークの負圧面側）においては、 $Tu_{in}=0.5\%$ では間欠的に変動の大きな低速領域が現れるのに対し、 $Tu_{in}=8.7\%$ では連続的に大きな速度変動を伴う低速領域が観察される。このことから、主流乱れ度が小さい時には、翼負圧面側の流れが剥離と付着を繰り返しているのに対し、主流乱れ度が大きい時には、常に剥離している様子が伺える。位置 C は翼後縁の下流であり、ウエークによる大きな速度変動が観察される。

低主流乱れ度の時に、左右の翼で乱れ度分布が異なっていることが、測定誤差ではなく、低レイノルズ数流れに特有の現象であることを確認するため、さらに翼に近い位置での測定を行った。図 4.77 に静翼出口直後（（後縁から 3.1 mm 下流）での乱れ度分布を示す。 $Tu_{in}=0.5\%$ （図 4.77(a)）での剥離領域の乱れ度ピークは、左右の翼で異なり、図 4.74(l)とほぼ同じ位置に発生することが確認できる。低レイノルズ数流れでは、主流乱れ度が低い場合には剥離が不安定になり、翼のわずかな違いで剥離の様子が異なることが分かる。主流乱れ度の影響による剥離領域

の変化を、図 4.78 にまとめる。 $Tu_{in}=0.5\%$ ではハブ側に大きな剥離（剥離内部に逆流域が存在）が不安定な状態で発生し、 $Tu_{in}=8.7\%$ ではスパン方向に一様な剥離が安定して発生する。

(D) ミッドスパンにおける静翼ウエークの詳細計測

熱線流速計を用いた静翼ミッドスパンでの詳細計測から、ウエークの境界層厚さや形状係数を求め、さらに詳しく主流乱れ度の影響を把握する。測定位置は、翼後縁から 6.6 mm 下流（ミッドスパンでの軸方向翼弦長 C_{ax} の 15.6% 下流）で、測定格子は、図 4.4 のミッドスパン部分である。

図 4.79 に、レイノルズ数を $Re_{out,NZ}=13.6 \times 10^4$ に保って、主流乱れ度 Tu_{in} を 0.5% と 8.7% に変化させたときの静翼後流の詳細計測結果を示す。また、図 4.80 は、図 4.79 の静翼 2 ピッチ分のデータを平均化した後流分布を、ピッチ方向に拡大して表示している。主流乱れ度の増加によって、低速領域と高乱れ度領域の増加が確認できる。

図 4.81 は、図 4.80 から算出した境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.81(a)~(c) は、それぞれ排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示す。主流乱れが増加すると、約 1.5 倍の厚さに増えている。図 4.81(d) は、ウエークの半値幅を示す。主流乱れ度が変わっても、半値幅は一定を保つ。主流乱れ度の増加によって、図 4.81(e) の形状係数 H_{12} は増加し、図 4.81(f) の形状係数 H_{32} は減少する。図 4.81(g) の速度欠損と図 4.81(h) の最大乱れ度は、主流乱れ度の増加により、どちらも増加している。

図 4.82 と図 4.83 には、図 4.80 を正圧面側と負圧面側に分離して算出した境界層パラメータを示す。

図 4.82 は、正圧面側の境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.82(a)~(c) は、正圧面側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示し、主流乱れ度の増加によって、約 1.5 倍に厚さが増している。図 4.82(d) は、ウエークの半値幅を示し、主流乱れ度の増加によって翼ピッチ S の 0.5% ほど減少する。主流乱れ度の増加とともに、図 4.82(e) の形状係数 H_{12} は大きくなり、逆に図 4.82(f) の形状係数 H_{32} は小さくなる。

図 4.83 は、負圧面側の境界層パラメータとレイノルズ数の関係を示す。図 4.83(a)～(c)は、負圧面側の排除厚さ、運動量厚さ、エネルギー消散厚さを示し、主流乱れ度の増加によって、厚さが 1.5 倍に増える。図 4.83(d)は、ウェークの半値幅を示し、主流乱れ度の増加によって翼ピッチ S の 0.5%ほど増加する。主流乱れ度の増加とともに、図 4.83(e)の形状係数 H_{I2} は大きくなり、図 4.83(f)の形状係数 H_{32} は小さくなる。

4.5.4 静翼出口の損失と流れ角（測定面の平均値）

図 4.84 と表 4.17 に、総全圧損失（翼列損失）に与えるレイノルズ数と主流乱れ度の影響をまとめる。レイノルズ数が低下すると総全圧損失は急増する。これは、レイノルズ数が低下するほど、翼負圧面側の剥離が増加し、チップ側とハブ側壁面近くの二次渦が増大することに起因する。レイノルズ数の影響に比べて、主流乱れ度の影響は少ない。この理由は、主流乱れ度の増加によって、剥離の増大による形状損失の増加と、二次渦の減少による二次損失の減少が、互いに打ち消し合うためである。低レイノルズ数になるほど、主流乱れ度の影響が減少する傾向が見られる。これは、低レイノルズ数になるほど、境界層が層流域に覆われて、主流乱れ度が増加しても、層流剥離を防げなくなることに起因していると考えられる。

図 4.85 と表 4.18 に、形状損失に与えるレイノルズ数と主流乱れ度の影響をまとめる。形状損失も、レイノルズ数の低下によって急増する。この原因は、レイノルズ数の低下によって、負圧面側の剥離が増えるためである。形状損失は、主流乱れ度の影響も受け、主流乱れ度が高くなるほど損失が増える。これは、低主流乱れ度では、翼負圧面のハブ側からミッドスパン付近までに剥離領域が存在するが、高主流乱れ度では、ハブ側からチップ側までスパン方向全域に渡って剥離が発生することが原因である。

図 4.86 と表 4.19 に、二次損失に与えるレイノルズ数と主流乱れ度の影響を示す。二次損失は、レイノルズ数が低くなるほど増加する。この理由は、チップ側とハブ側の両方の壁面近くで流路渦が増大することと、ハブ側の流路渦と翼後縁ウェ

ークからの後縁渦が強い干渉を起こすためである。また、二次損失は、主流乱れ度が高くなるほど減少する。これは、主流乱れ度が上昇すると、流路渦の強さが弱まることに起因する。

図 4.87 と表 4.20 に、チップ側の二次損失に与えるレイノルズ数と主流乱れ度の影響を示す。チップ側の二次損失は、レイノルズ数が低くなるほど増加する。この理由は、チップ側の流路渦が増大するためである。チップ側の二次損失は、主流乱れ度が高くなるほど減少する。主流乱れ度が高くなると、流路渦の強さが弱まるためである。

図 4.88 と表 4.21 に、ハブ側の二次損失に与えるレイノルズ数と主流乱れ度の影響を示す。ハブ側の二次損失は、レイノルズ数の低下とともに急増する。増加する割合は、チップ側の二次損失（図 4.87）よりも顕著である。この理由は、ハブ側では、流路渦と後縁渦の2つの渦がぶつかり合って、強い相互作用を引き起こすためである。ハブ側の二次損失は、主流乱れ度が高くなるほど減少する傾向が見られる。主流乱れ度が高くなると、ハブ側の流路渦が弱まるためである。

図 4.89 と表 4.22 に、周方向流れ角（測定面の質量流量平均）へのレイノルズ数と主流乱れ度の影響を示す。高レイノルズ数での流れ角は設計値に近いが、レイノルズ数の低下に伴って流れ角が減少する。この原因は、翼負圧面側で剥離が発生するために、流れの轉向角が少なくなるためである。主流乱れ度の影響は、レイノルズ数の影響に比べると少ない。この原因としては、主流乱れ度が増加した場合には、形状損失の増加（剥離の増加による流れ角の減少）と二次損失の減少（二次渦の減少による流れ角の増加）の両方が打ち消し合う作用をすることが考えられる。

4.6 本章のまとめ

低レイノルズ数域での環状タービン静翼出口の3次元流れを、5孔ピトー管と熱線流速計により測定した。油膜法を用いた翼負圧面側の流れの可視化も行い、出口流れの測定と併せて考察した。乱れ発生用の閉塞板を用いて主流の乱れ度を変化させ、レイノルズ数と主流乱れ度の影響を明らかにした。

4.6.1 レイノルズ数の影響

- (1) レイノルズ数の低下によって、負圧面側の剥離や二次流れの増大が生じて、翼後縁部分と壁面近傍の翼負圧面部分の全圧損失が増加した。
- (2) 全圧損失の断面平均値を、形状損失や二次損失に分離し、レイノルズ数の影響を検討した。レイノルズ数が $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ から 4.5×10^4 まで低下すると、総全圧損失、形状損失、二次損失は、2倍程度に増加した。
- (3) 本タービン静翼（フリーボルテックス法による設計）では、高レイノルズ数域での損失は、従来の「レイノルズ数の-0.2乗則」に従うが、低レイノルズ数域では次のようになった。

① 総全圧損失 : -0.35 乗 ($Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以下)

② 形状損失 : -0.30 乗 ($Re_{out,NZ} = 18.6 \times 10^4$ 以下)

③ ミッドスパン損失 : -0.50 乗 ($Re_{out,NZ} = 9.0 \times 10^4$ 以下)

④ 二次損失 : -0.47 乗 ($Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ 以下)

チップ側二次損失 : -0.20 乗のまま

ハブ側二次損失 : -0.85 乗 ($Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ 以下)

- (4) 速度、静圧、流れ角、二次流れベクトル、渦度、乱れ度の分布から、翼後縁からのウェーク、壁面近くの流路渦、それらに付随する渦の挙動を捉えた。レイノルズ数の低下によって発生する、速度と流出角の減少、渦度と乱れ度の増加などの現象を定量的に把握した。

4.6.2 主流乱れ度の影響

- (1) 翼列内部で発生する全圧損失には、レイノルズ数の影響と比較すると、主流乱れ度の影響は少ない。
- (2) 主流乱れ度が高くなると、翼負圧面側の剥離領域が増えることによって形状損失が増加した。一方で、壁面近くの二次渦が弱まることによって二次損失が減少した。形状損失の増加と二次損失の減少が打ち消し合うため、全圧損失がほぼ一定になった。
- (3) 速度、静圧、流れ角、二次流れベクトル、渦度、乱れ度の分布から、翼後縁のウェークや壁面近くの渦の挙動を捉えた。主流乱れ度の違いによって、剥離領域の分布形状や二次渦の強さが変化する様子を捉えた。
- (4) 翼後縁ウェークの剥離は、低主流乱れ度の場合にはハブ側で大きな剥離が発生するのに対し、高主流乱れ度の場合には、スパン方向に一様な剥離に変化した。この原因は、乱れ度の増加によって、ハブ側の剥離が減少する一方で、チップ側の剥離が増加するためである。環状翼列では、翼負圧面側の剥離領域が3次元的な分布形状を示した。

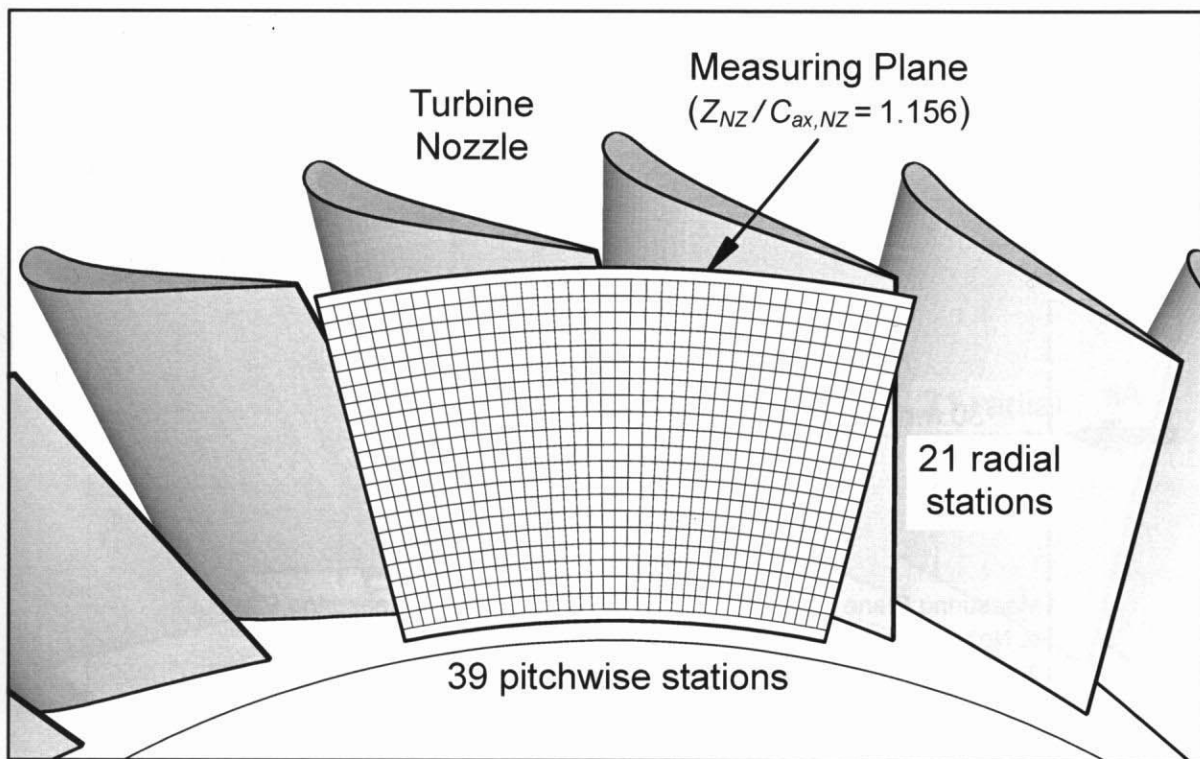


図 4.1 静翼出口の測定面（5孔ピトー管）

表 4.1 静翼出口の測定格子（5孔ピトー管）

Axial Distance from Leading Edge of Nozzle Midspan	Z_{NZ}	49.1 mm
Axial Distance Normalized by Nozzle Axial Chord Length	$Z_{NZ}/C_{ax,NZ}$	1.156
Axial Distance from Trailing Edge of Nozzle Midspan	$\Delta Z_{NZ,TE}$	6.6 mm
Number of Pitchwise Measurement Locations	N_X	39
Angular Interval of Pitchwise Measurement Points	$\Delta\theta_X$	0.677 deg
Pitchwise Distance of Measurement Points near Tip	ΔX_{Tip}	2.923 mm
Pitchwise Distance of Measurement Points at Midspan	$\Delta X_{Midspan}$	2.510 mm
Pitchwise Distance of Measurement Points near Hub	ΔX_{Hub}	2.096 mm
Number of Radial Measurement Locations	N_R	21
Radial Distance of Measurement Points	ΔR	3.5 mm
Minimum Distance from Tip Endwall	$\Delta R_{Min,Tip}$	2.5 mm
Minimum Distance from Hub Endwall	$\Delta R_{Min,Hub}$	2.5 mm

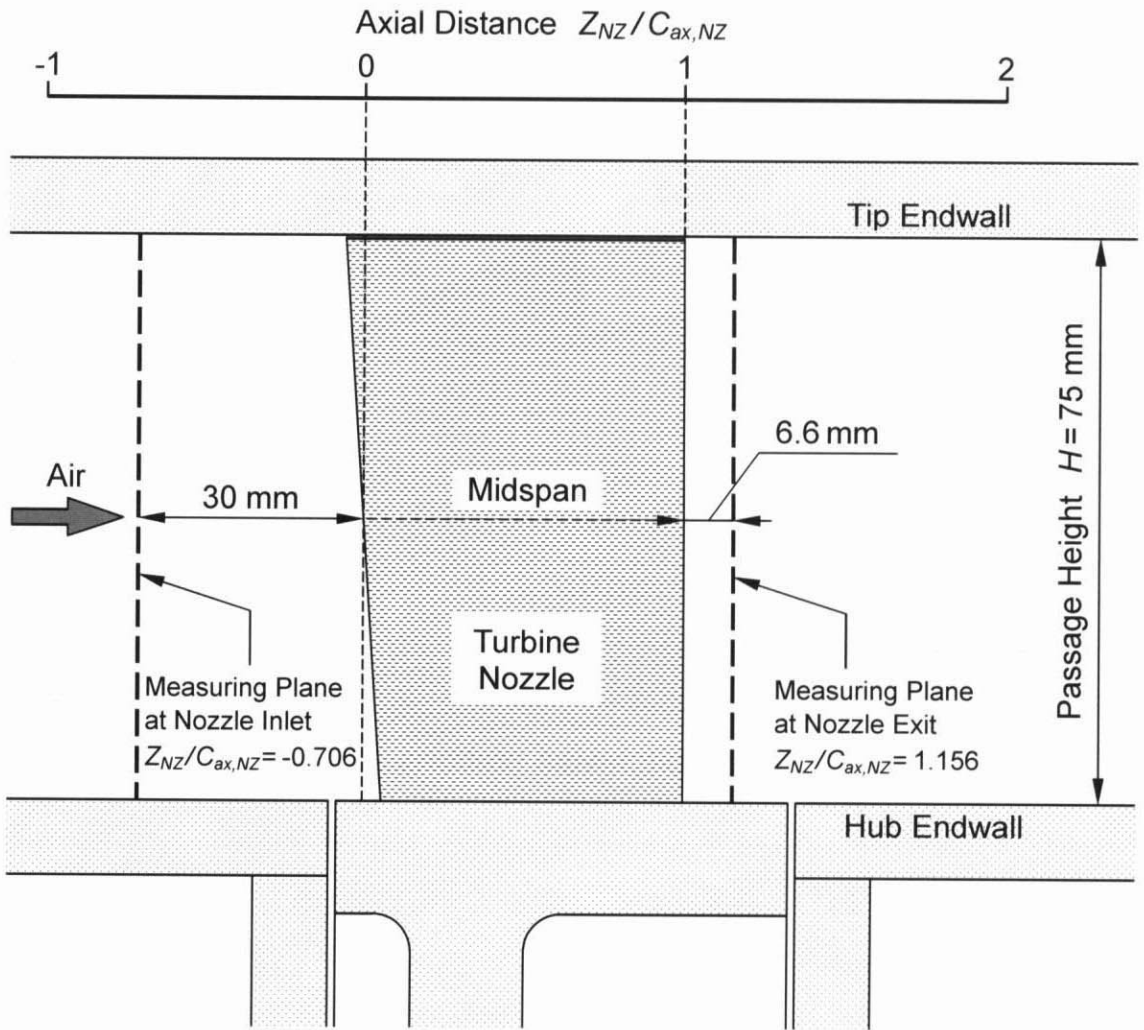


図 4.2 5孔ピトー管による静翼の入口と出口の測定位置 (原寸大)

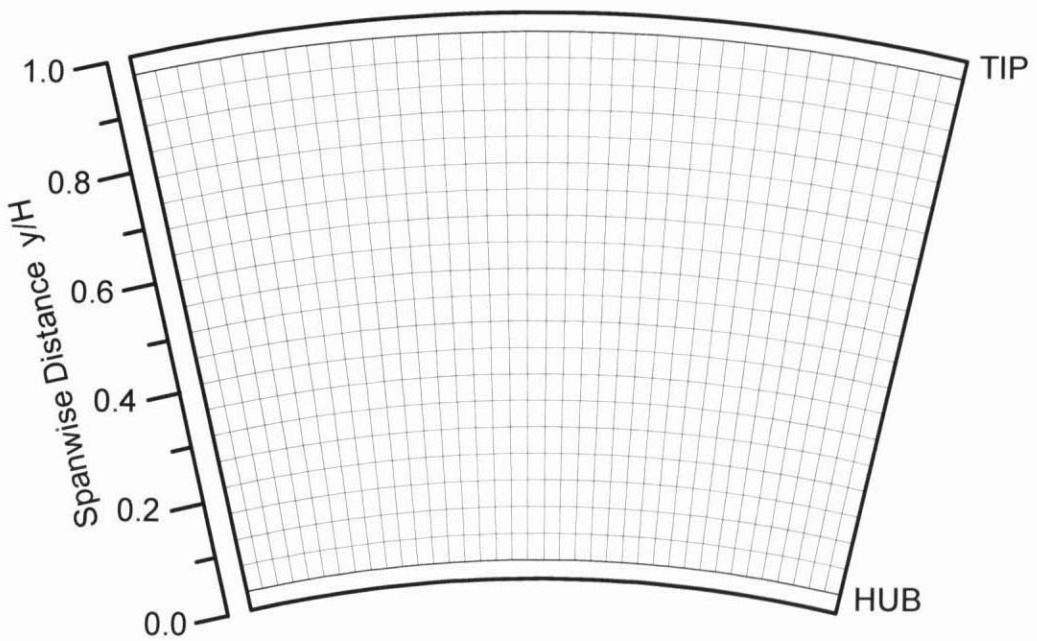


図 4.3 5孔ピトー管による静翼出口の測定格子 (原寸大)

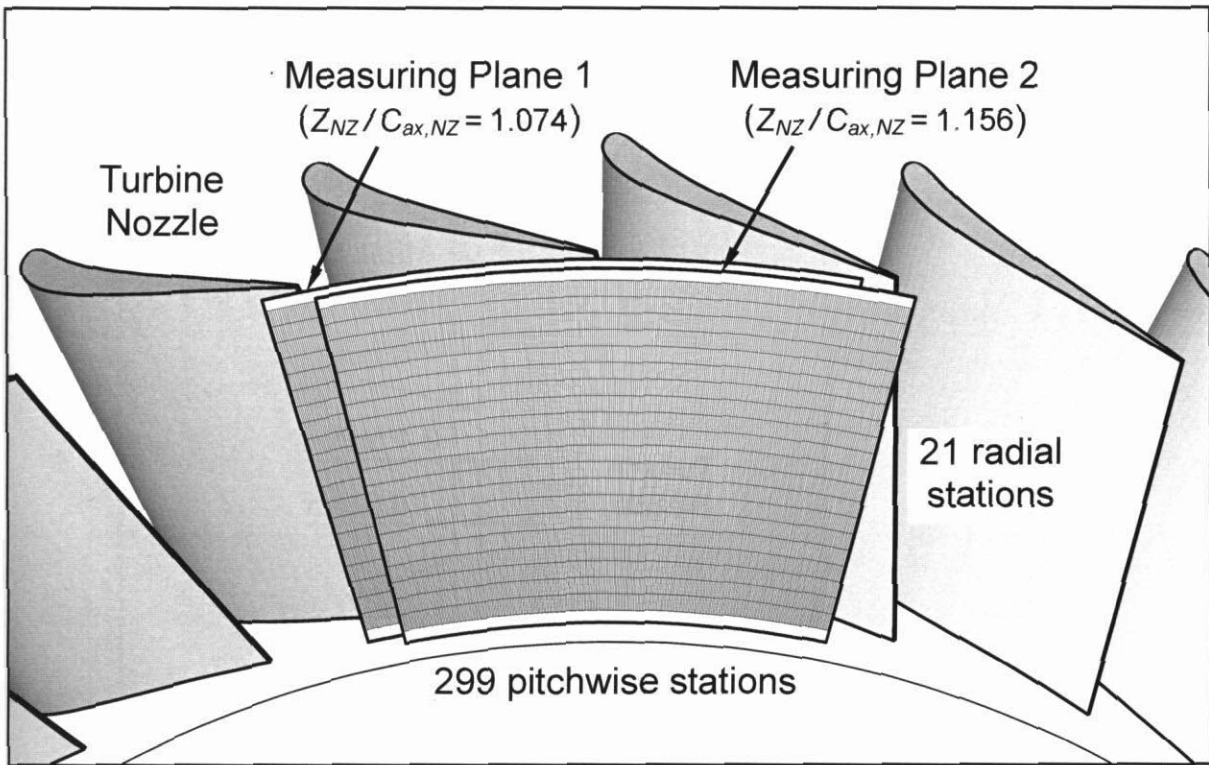


図 4.4 熱線流速計による静翼後流の詳細計測における測定面

表 4.2 静翼後流の詳細計測の測定格子

Axial Distance from Leading Edge of Nozzle Midspan	Z_{NZ}	45.6 mm 49.1 mm
Axial Distance Normalized by Nozzle Axial Chord Length	$Z_{NZ}/C_{ax,NZ}$	1.074 1.156
Axial Distance from Trailing Edge of Nozzle Midspan	$\Delta Z_{NZ,TE}$	3.1 mm 6.6 mm
Number of Pitchwise Measurement Locations	N_X	299
Angular Interval of Pitchwise Measurement Points	$\Delta\theta_X$	0.086 deg
Pitchwise Distance of Measurement Points near Tip	ΔX_{Tip}	0.373 mm
Pitchwise Distance of Measurement Points at Midspan	$\Delta X_{Midspan}$	0.320 mm
Pitchwise Distance of Measurement Points near Hub	ΔX_{Hub}	0.267 mm
Number of Radial Measurement Locations	N_R	21
Radial Distance of Measurement Points	ΔR	3.5 mm
Minimum Distance from Tip Endwall	$\Delta R_{Min,Tip}$	2.5 mm
Minimum Distance from Hub Endwall	$\Delta R_{Min,Hub}$	2.5 mm

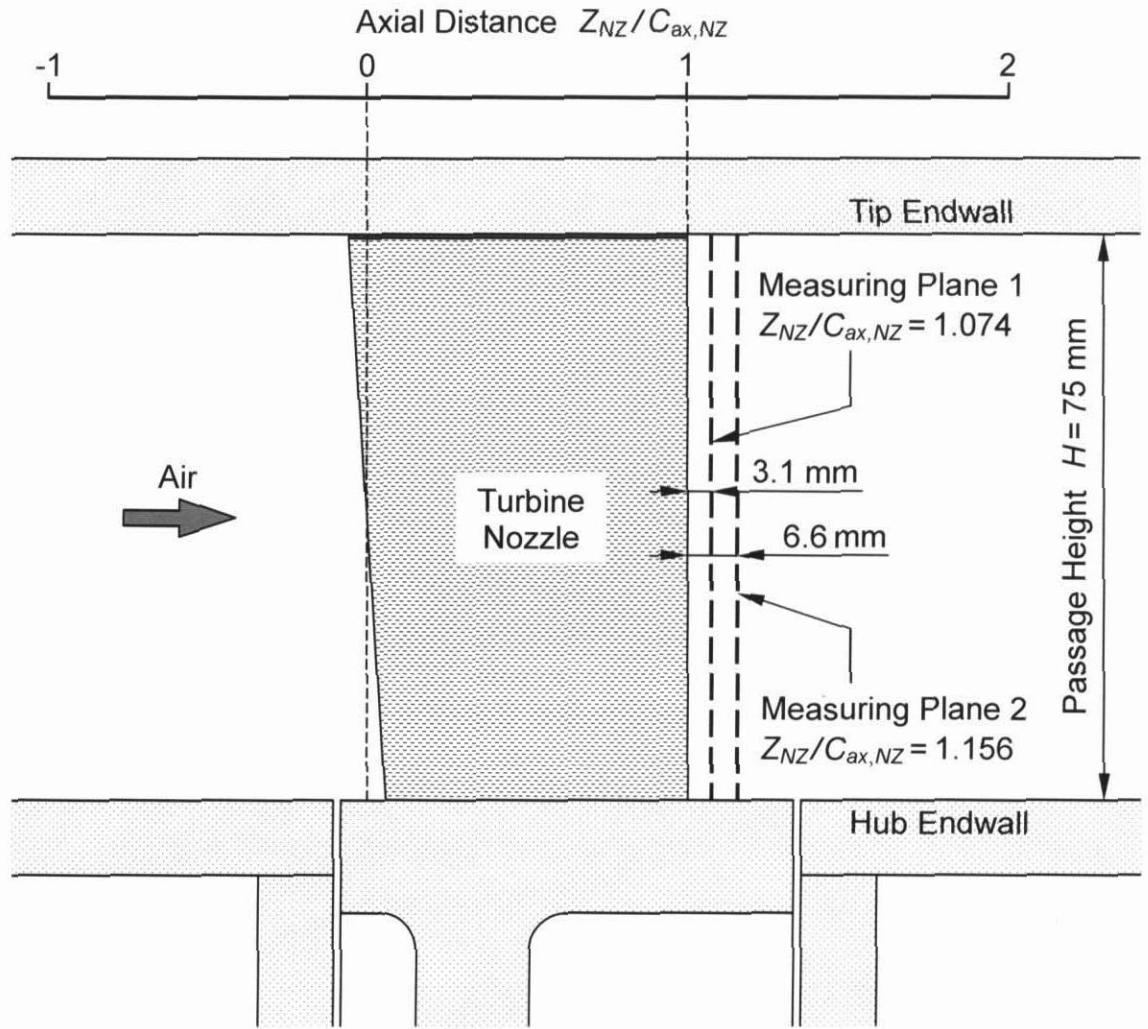


図 4.5 熱線流速計による静翼後流の詳細計測の測定位置 (原寸大)

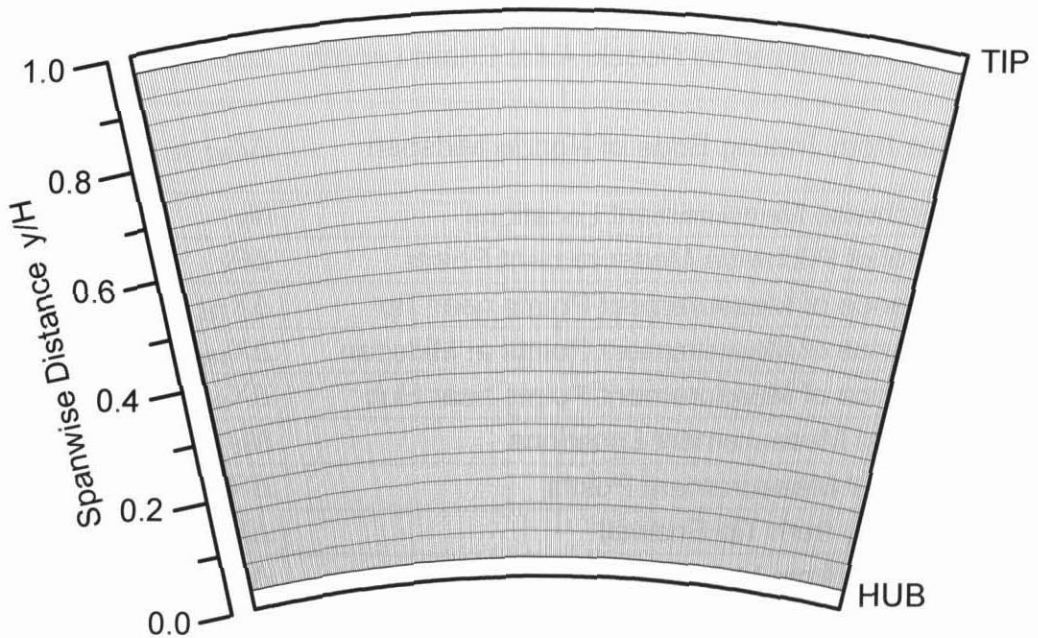


図 4.6 熱線流速計による静翼後流の詳細計測での測定格子 (原寸大)

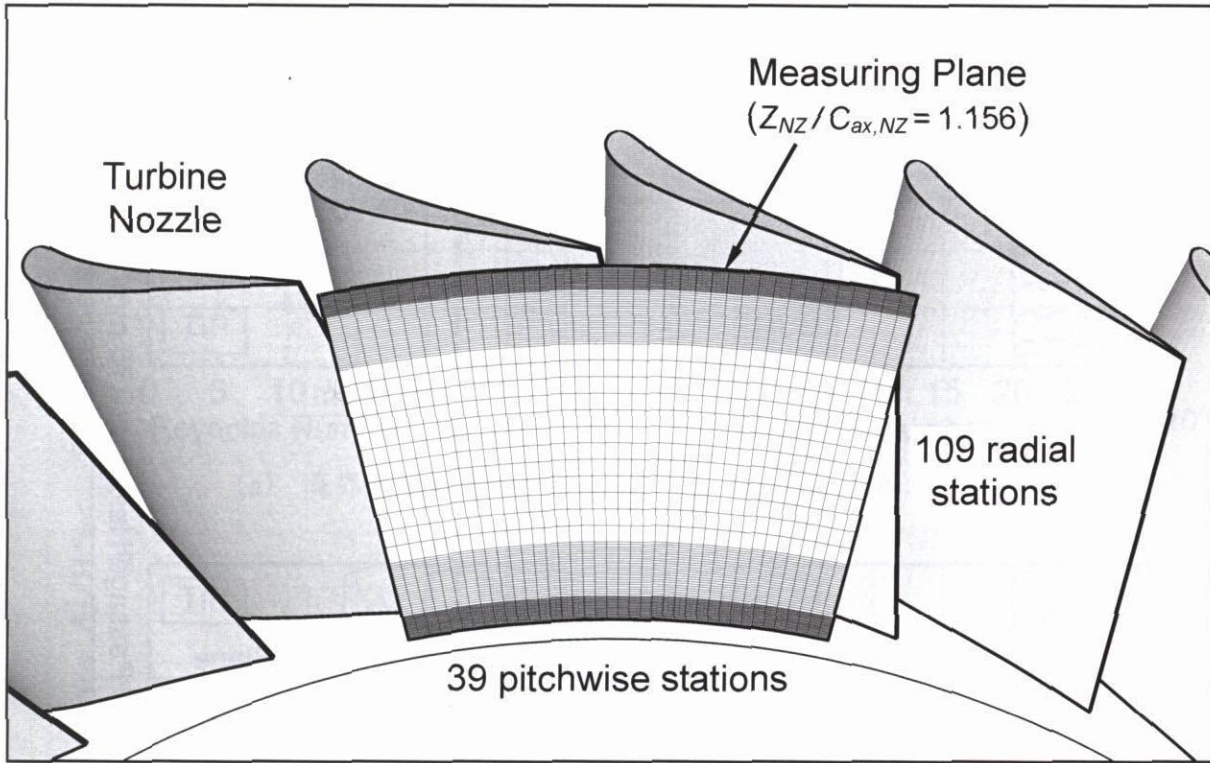


図 4.7 熱線流速計による静翼出口の壁面近傍流れの詳細計測における測定面

表 4.3 静翼出口の壁面近傍流れの詳細計測の測定格子

Axial Distance from Leading Edge of Nozzle Midspan	Z_{NZ}	49.1 mm
Axial Distance Normalized by Nozzle Axial Chord Length	$Z_{NZ} / C_{ax,NZ}$	1.156
Axial Distance from Trailing Edge of Nozzle Midspan	$\Delta Z_{NZ,TE}$	6.6 mm
Number of Pitchwise Measurement Locations	N_X	39
Angular Interval of Pitchwise Measurement Points	$\Delta\theta_X$	0.677 deg
Pitchwise Distance of Measurement Points near Tip	ΔX_{Tip}	2.923 mm
Pitchwise Distance of Measurement Points at Midspan	$\Delta X_{Midspan}$	2.510 mm
Pitchwise Distance of Measurement Points near Hub	ΔX_{Hub}	2.096 mm
Number of Radial Measurement Locations	N_R	109
Radial Distance of Measurement Points ($N_R=1$ to 26)	ΔR_1	0.18 mm
Radial Distance of Measurement Points ($N_R=26$ to 49)	ΔR_2	0.50 mm
Radial Distance of Measurement Points ($N_R=49$ to 61)	ΔR_3	3.50 mm
Radial Distance of Measurement Points ($N_R=61$ to 84)	ΔR_4	0.50 mm
Radial Distance of Measurement Points ($N_R=84$ to 109)	ΔR_5	0.18 mm
Minimum Distance from Tip Endwall	$\Delta R_{Min,Tip}$	0.50 mm
Minimum Distance from Hub Endwall	$\Delta R_{Min,Hub}$	0.50 mm

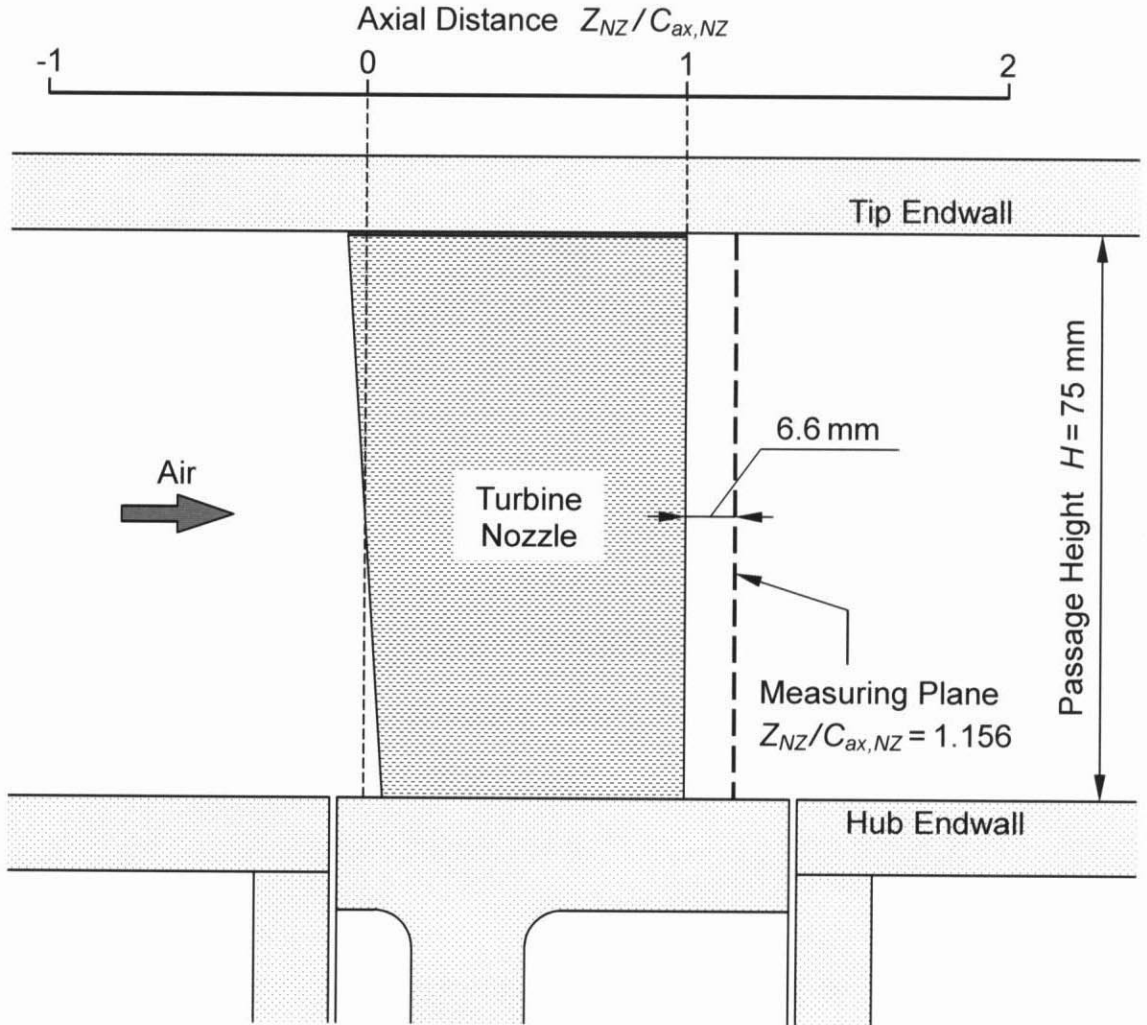


図 4.8 熱線流速計による静翼出口の壁面近傍流れの詳細計測（原寸大）

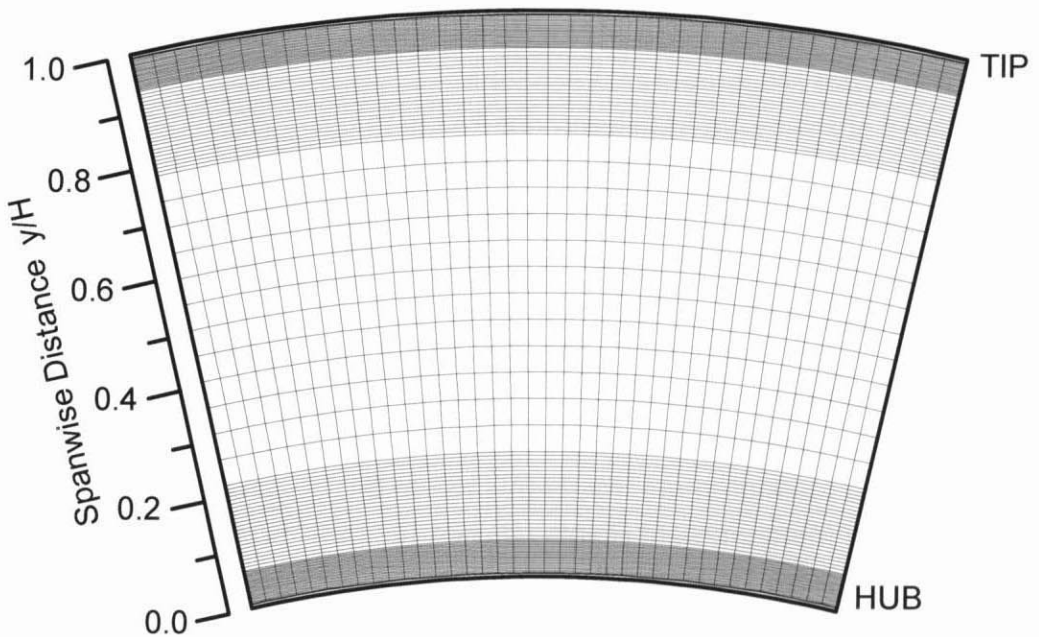
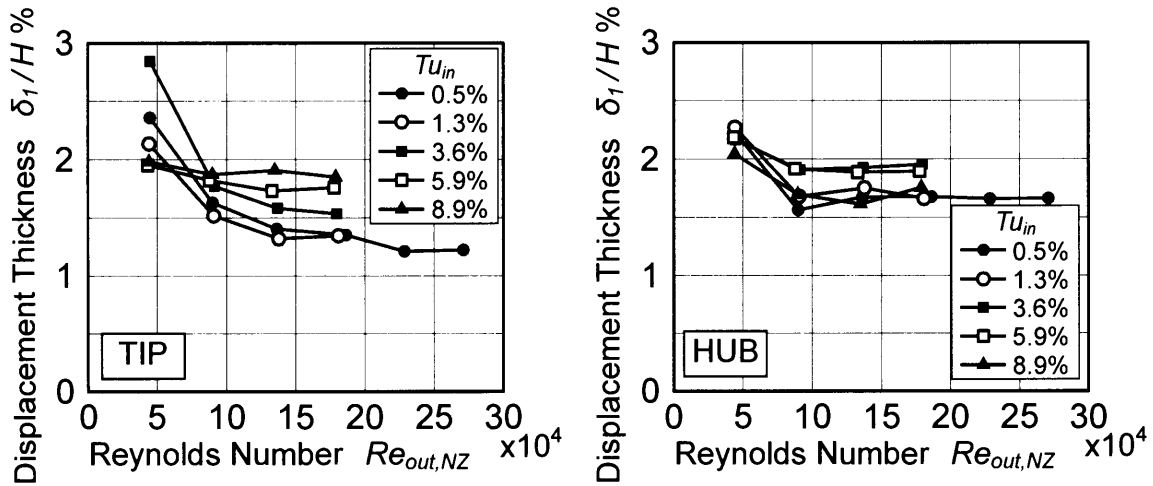
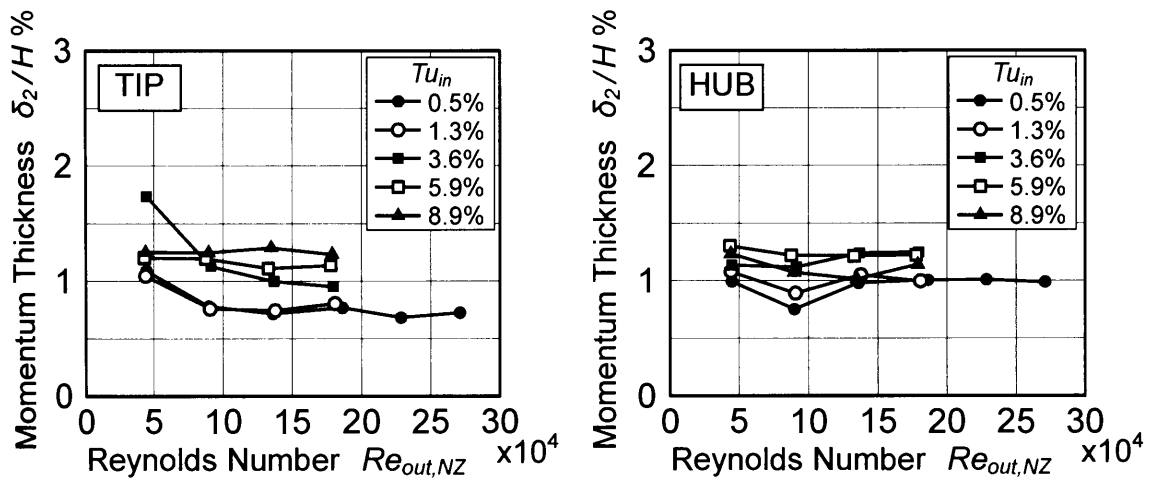


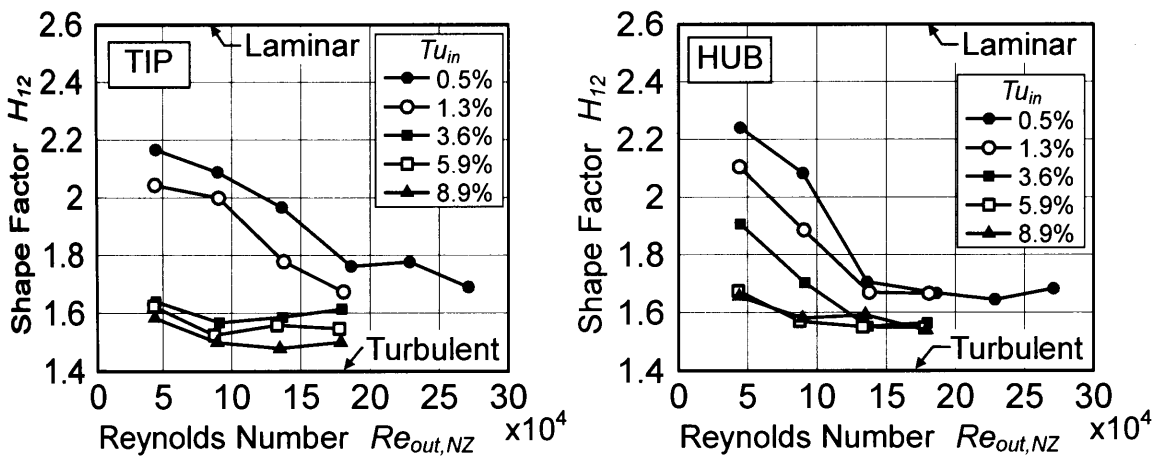
図 4.9 静翼出口の壁面近傍流れの詳細計測での測定格子（原寸大）



(a) 境界層排除厚さ Displacement Thickness δ_1/H %



(b) 境界層運動量厚さ Momentum Thickness δ_2/H %



(c) 形状係数 Shape Factor H_{12}

図 4.10 入口境界層の排除厚さ，運動量厚さ，形状係数
(左図：チップ側境界層，右図：ハブ側境界層)

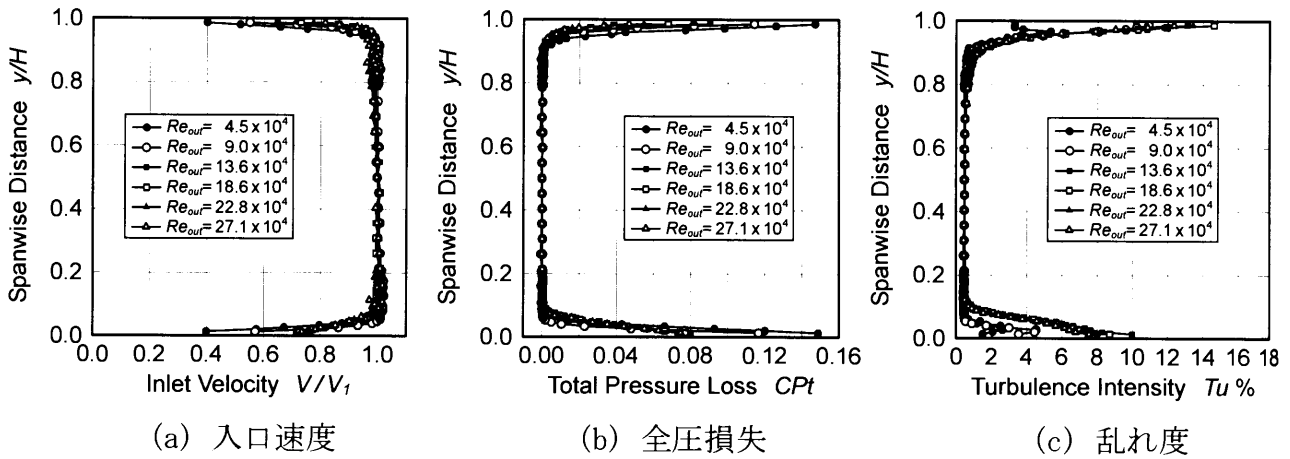


図 4.11 各レイノルズ数での静翼入口の流れ
(軸方向位置 $Z_{NZ}/C_{ax,NZ} = -0.706$, 主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.5\%$)

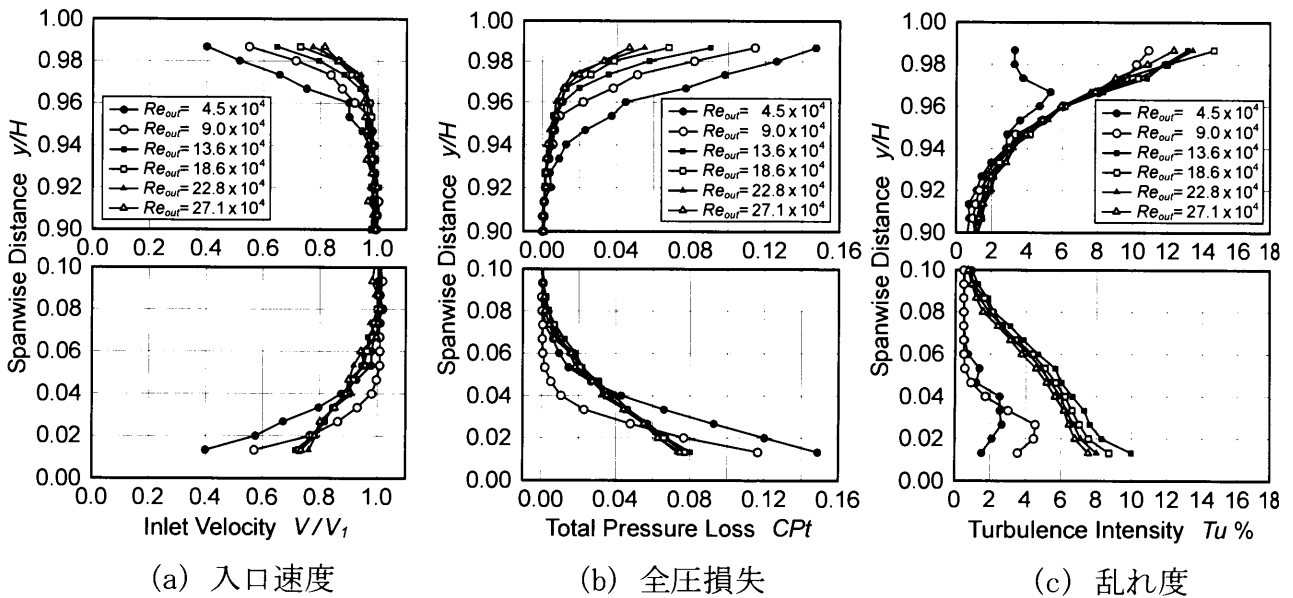


図 4.12 各レイノルズ数での静翼入口の壁面近傍の流れ
(軸方向位置 $Z_{NZ}/C_{ax,NZ} = -0.706$, 主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.5\%$)

表 4.4 各レイノルズ数での静翼入口の境界層厚さと形状係数
(主流乱れ度 $Tu_{in}=0.5\%$)

(a) チップ側境界層

Reynolds Number	Boundary Layer Displacement Thickness		Boundary Layer Momentum Thickness		Shape Factor
	δ_1 mm	δ_1/H %	δ_2 mm	δ_2/H %	
$Re_{out,NZ}$					H_{12}
4.5×10^4	1.77	2.36	0.816	1.09	2.17
9.0×10^4	1.22	1.63	0.585	0.780	2.09
13.6×10^4	1.05	1.41	0.536	0.715	1.97
18.6×10^4	1.01	1.35	0.576	0.767	1.76
22.8×10^4	0.909	1.21	0.512	0.682	1.78
27.1×10^4	0.918	1.22	0.543	0.724	1.69

(b) ハブ側境界層

Reynolds Number	Boundary Layer Displacement Thickness		Boundary Layer Momentum Thickness		Shape Factor
	δ_1 mm	δ_1/H %	δ_2 mm	δ_2/H %	
$Re_{out,NZ}$					H_{12}
4.5×10^4	1.67	2.23	0.745	0.993	2.24
9.0×10^4	1.17	1.56	0.563	0.751	2.08
13.6×10^4	1.25	1.67	0.735	0.980	1.71
18.6×10^4	1.26	1.68	0.754	1.00	1.67
22.8×10^4	1.24	1.66	0.757	1.01	1.65
27.1×10^4	1.25	1.66	0.741	0.988	1.68

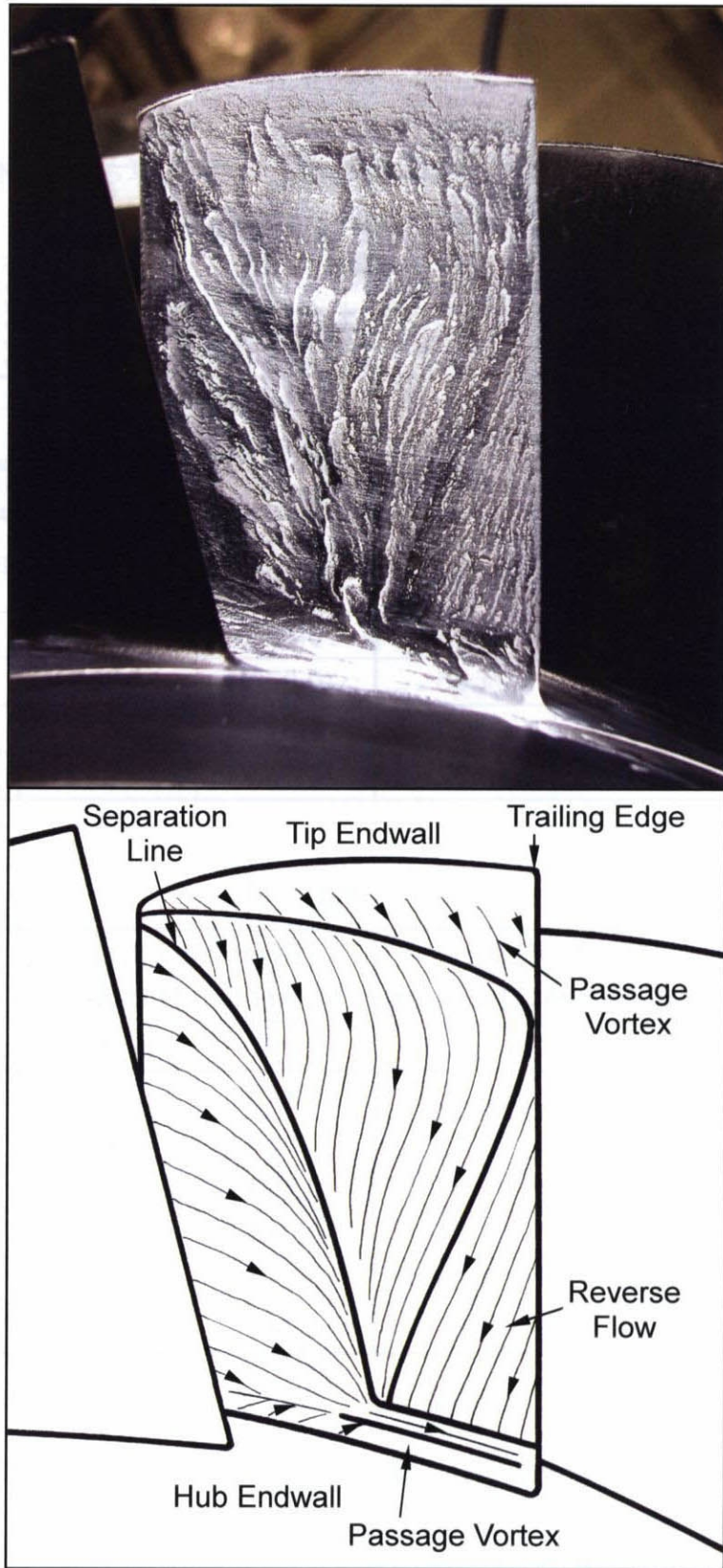


図 4.13 油膜法による静翼負圧面側の流れの可視化（下流側から見た写真）
（レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.5 \times 10^4$ ，主流乱れ度 $Tu_m = 0.5\%$ ）

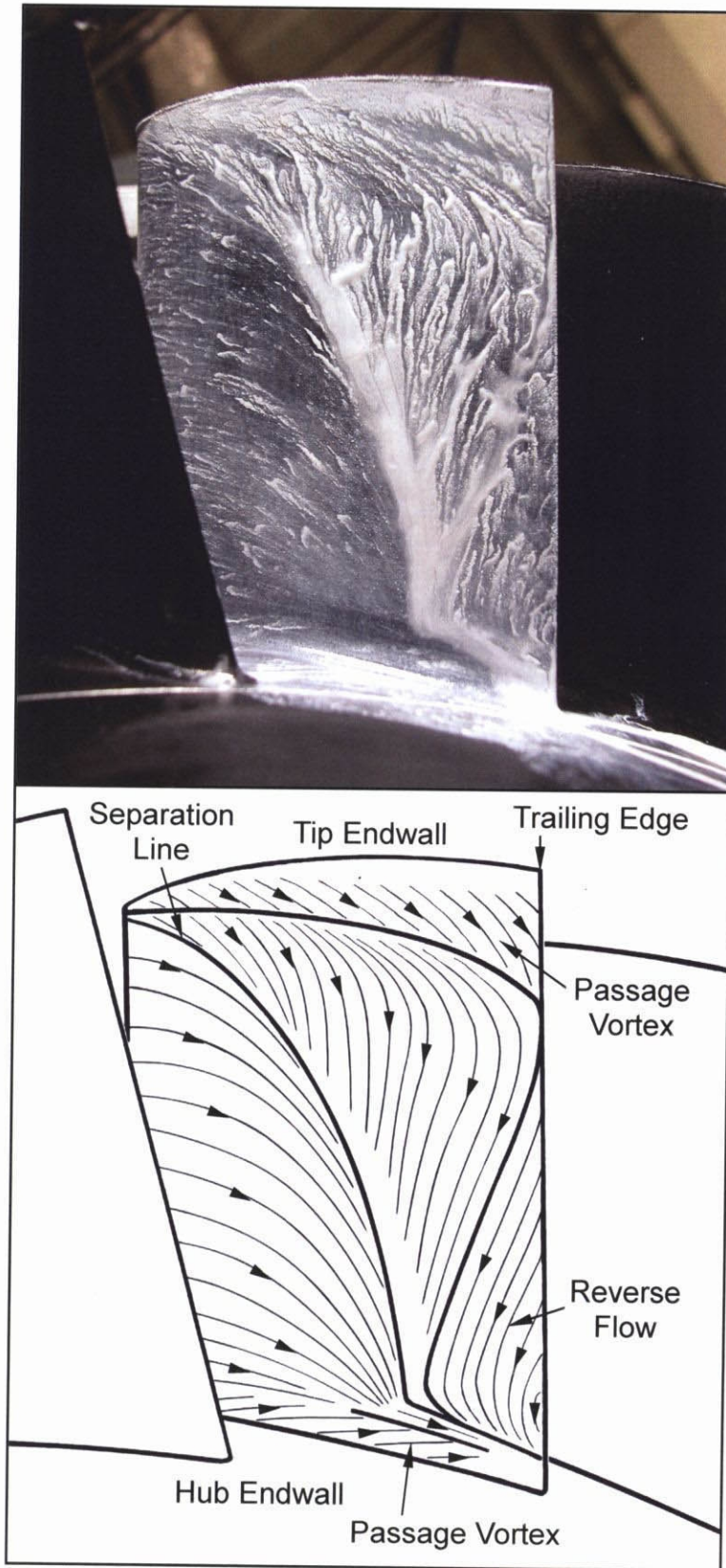


図 4.14 油膜法による静翼負圧面側の流れの可視化（下流側から見た写真）
（レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 13.6 \times 10^4$ ，主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.5\%$ ）

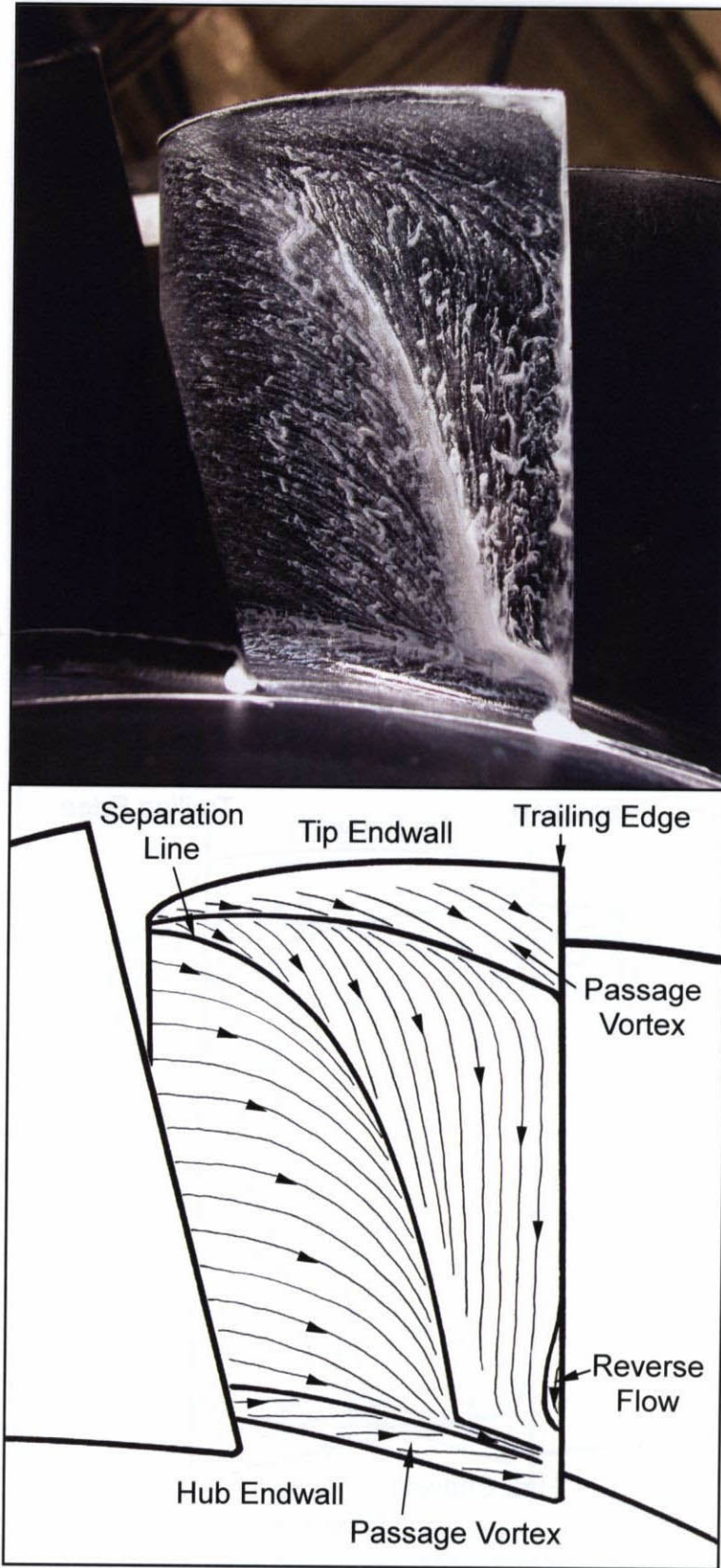


図 4.15 油膜法による静翼負圧面側の流れの可視化（下流側から見た写真）
（レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 27.1 \times 10^4$ ，主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.5\%$ ）

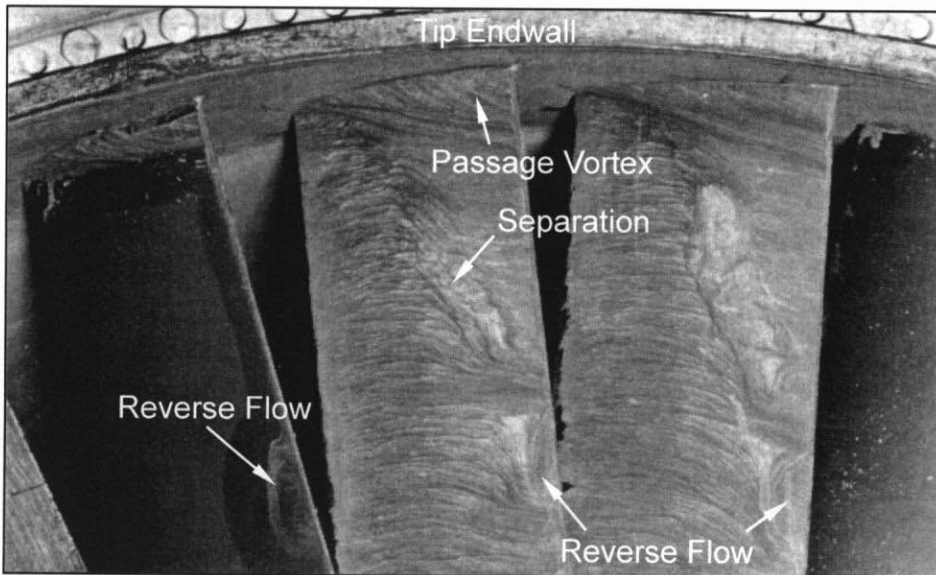
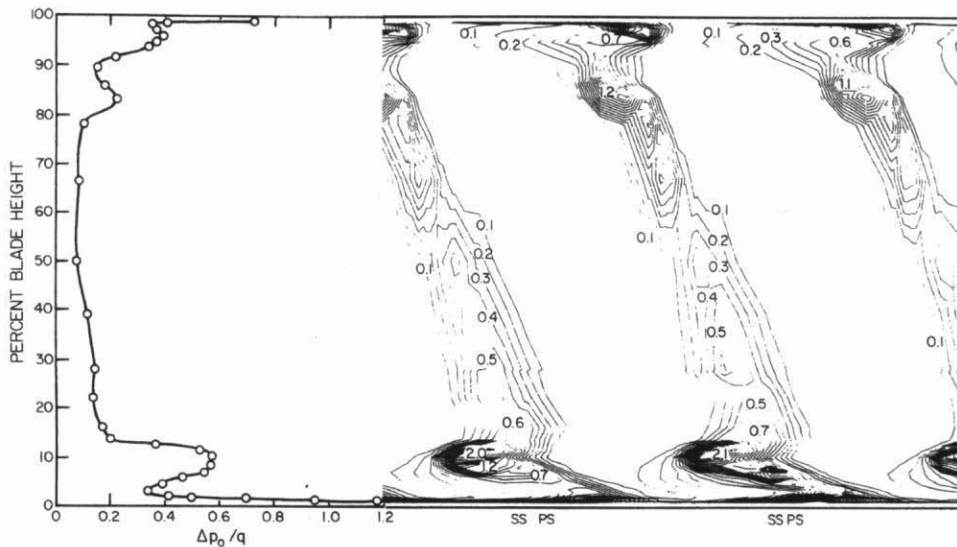
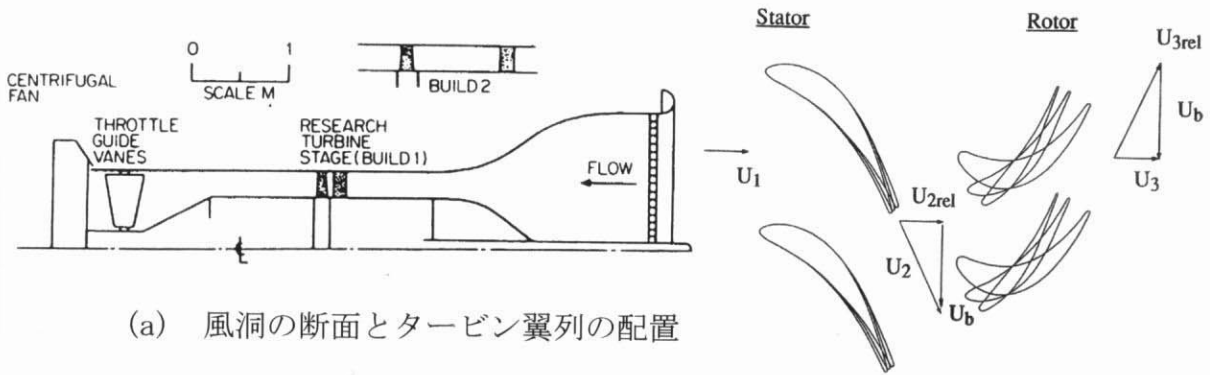


図 4.16 Hunter (1982) による環状タービン翼列の計測
 (レイノルズ数 $Re_{out,NZ} = 4.39 \times 10^5$, 主流乱れ度 $Tu_{in} = 0.25\%$)