# 法政大学学術機関リポジトリ HOSEI UNIVERSITY REPOSITORY

PDF issue: 2025-07-02

# スモールファンのダウンサイジングにおける 損失発生メカニズムの検討

### 春日, 憲人 / KASUGA, Kento

(発行年 / Year) 2013-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted) 2013-03-24

(学位名 / Degree Name) 修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor) 法政大学 (Hosei University)

### 2012年度

## 修士論文

# スモールファンのダウンサイジングにおける

# 損失発生メカニズムの検討

### EXAMINATION OF LOSS GENERATION MECHANISM IN DOWNSIZING OF SMALL FAN

指導教員 御法川 学 教授

法政大学大学院工学研究科

機械工学専攻修士課程

### 11R1115

カスガ ケント

## 春日 憲人

1

### 修士論文 「スモールファンのダウンサイジングにおける

損失発生メカニズムの検討」

### 目次

第1章	緒論5
1.1	研究背景5
1.2	研究目的6
1.3	使用記号7
第2章	理論
2.1	一般的なファンの理論
2.1.	<ol> <li>流体機械の損失</li></ol>
2.1.	<ol> <li>ファンの効率</li></ol>
2.1.	<b>3</b> 相似則10
2.1.	4 無次元特性11
2.1.	5 比速度12
2.1.	<b>6 送風機の特性</b>
2.1.	7 ファンの作動原理
2.1.	8 2次流れ
2.1.	<b>9 翼面境界層</b>
2.1.	10 環状壁効果(端壁効果)25
2.2 劣	数值流体力学
2.2.	1 乱流のモデル化
2.2.	2 渦粘性係数
2.2.	<ol> <li>標準 k-ε方程式</li></ol>
第3章	<b>実験装置および方法</b>
3.1 🕸	<b>共試ファンについて</b>
3.1.	1 基本設計
3.1.	2 ラピッドプロトタイピングによる試作
3.2	生 <b>能</b> 測定42
3.2.	1 ダブルチャンバー
3.2.	<b>2</b> ダブルチャンバーを用いた性能測定方法
3.3 C	FD44
3. 3.	1 解析モデル,計算条件

3. 3.	2 CFD での P-Q 特性の求め方	
第4章	実験結果	
4.1	CFD と試作モデル実験結果の比較	
4.2	チップクリアランス	
4.2.	1 チップクリアランスによる供試ファン性能の違い	
4.2.	2 チップクリアランスによる供試ファンの無次元特性	61
4.2.	3 チップクリアランスと損失の関係	
4.3	翼厚による違い	83
4.4	ケーシング処理の影響	85
4.4.	1 C面取りの効果	85
4.4.	2 インレット壁面の効果	
4.4.	3 インレット延長の効果	
第5章	結論	
第6章	参考文献	
謝辞		

#### Abstract

Small fan has an important role for cooling in information technology devices such as note PC, projector, multi-functional printer and so on. At present, almost of all devices have one or more small fans for the cooling system. The downsizing of devices has been accelerated and the small fan has been smaller and smaller. However, the efficiency of the small fan which impeller diameter is up to 60mm is extremely low due to large amount loss of flow. The small fans have relatively large tip clearance, thick blade and large hub, comparing with larger fans for industrial use. The present study is an attempt to clarify the loss generation mechanism occurred by such characteristics of small fan. Various kinds of small fan were designed and calculated the performance and the internal flow by CFD and the fans were fabricated and tested.

### 第1章 緒論

#### 1.1 研究背景

情報機器の目覚ましい発展により、それら機器の発熱をいかに抑え、また熱を いかに逃がすのかといった問題が増加している.ノートパソコン、AV 機器、プ ロジェクター、スマートフォンなどがその代表であり、設計をする際の排熱、 放熱等の問題は非常に重要である.適切に熱を逃がすことができない場合、機 器の動作が停止する、機器が熱によって故障してしまうなどの致命的な問題を 引き起こすことがある.現在用いられている主な手法は、ファンによる強制的 な空冷である.これら情報機器の冷却に供する羽根車直径 60mm 程度以下のフ ァンをスモールファンと呼んでいる.

昨今は,機器の小型化が進み,冷却用のファンを設置するスペースが狭くなっ てきている.したがって,ファン自体も小型化する必要が生じており,同時に 性能向上が求められている.

スモールファンの設計においては,経験的に確立されてきた設計手法が主に用 いられており,それは産業用の大型ファンのものをベースにしたものである. しかし,現在の設計手法によるスモールファンの性能は,羽根効率の面でみる と産業用の大型ファンに比べ大きく劣っている.これはスモールファンの形状 が,モーターサイズや加工精度の観点から大型ファンと相似にダウンサイジン グすることが困難であり,それにより損失が相対的に増大してしまうことによ るが,スモールファンに関してダウンサイジング時の性能低下と損失発生のメ カニズムについて詳細に調べた例はあまりなく,設計へのフィードバックが成 されていない現状である.

#### 1.2 研究目的

本研究では、スモールファンのダウンサイジングにおいて、チップクリアラン ス、翼厚さ、ケーシング形状の違いなどに注目し、それぞれにおいて性能評価 を行う.また、CFDを用いた流れ場の解析を行い、損失発生メカニズムの考察を 行う.また、光造形によってファンを試作し、実験によっても検証を行う.

- 1.3 使用記号
- Ps : 静圧[Pa]
- P : 圧力[Pa]
- ρ : 空気密度[kg/m<sup>3</sup>]
- Qs : 流量[m<sup>3</sup>/s]
- Q : 流量[m<sup>3</sup>/min]
- A : 吐出口面積[m<sup>2</sup>]
- T : トルク[N]
- ω : 角速度[rad/s]
- Ein : 入力エネルギ[W]
- Eout: 出力エネルギ[W]
- η : 全圧効率
- N : 回転数[rpm]
- D : 代表寸法
- φ : 流量係数
- ψ : 圧力係数
- λ : 動力係数
- Ns : 比速度[m<sup>3</sup>/min;m;r/m]
- L : 軸動力[W]

#### 第2章 理論

#### 2.1 一般的なファンの理論

#### 2.1.1 流体機械の損失

ファンは回転エネルギーを流体エネルギに変換するが、一部は損失となって失われる.

一般的に流体機械は羽根車や案内羽根,ディフューザーなどの中を流体が流れる際,摩擦,2次流れ,はく離,羽根入り口におけるはく離などの流体力学的損失(摩擦損失,衝突損失,合わせて水力損失という)が生じる.これに関係する効率を水力効率という.

羽根車のような回転部をケーシングなどの静止部の間にはすき間が必要であ るが、これを通じてもれが生じるため高圧となった流体が低圧部にもれること になり、もれ損失が生じる.これに関係するのが体積効率と呼ばれる.

羽根車の構造として円板状のものの上に羽根が取り付けられているが、この円 盤は流体のエネルギー伝達の上ではなんら直接的な寄与をせず、単に流体との 間の摩擦損失を増やすだけである.これを円板摩擦損失という.

このような流体が関係する損失以外に、軸受やシールにおける摩擦、ポンプや 送風機においては原動機と羽根車軸の接続部の伝導損失などの損失があり、円 板摩擦損失と合わせて機械損失といい、これに伴う効率を機械効率という.

今回研究対象としたのは、主にスモールファンの水力損失、体積損失である.

#### 2.1.2 ファンの効率

ファンのエネルギーを入力と出力に分けると、入力が回転エネルギ、出力が流体エネルギーとなる.出力を定義すると流体エネルギーは単位時間あたりに流体が外部に成す仕事になる.単位時間あたりに成す仕事は仕事率あるいは動力と呼ばれ、作用した力と距離との積を時間で割ったものとなる.作用した力と距離を圧力および流量で表すと、圧力と流量の積として置き換えることができる.

動力[W] = 
$$\frac{作用した力×距離}{時間}$$
 = 圧力×面積×流速  
= 圧力[Pa]×流量[m<sup>3</sup>/s] (2.1.1)

ファンの全圧はファン直後の全圧を求めればよいが、ファン直後の全圧を計測 することは難しいため、流量から計算した動圧を静圧に加えたものをファンに よる全圧とみなす.流量から動圧を計算するには、流量をファン吐出口面積で 割って流速を求める.

$$E_{out} = \left(P_s + \frac{\rho}{2} \left(\frac{Q_s}{A}\right)^2\right) \times Q \tag{2.1.2}$$

一方入力は回転エネルギーであるから、トルクと角速度との積となる.

$$\mathbf{E}_{in} = T \times \boldsymbol{\omega} \tag{2.1.3}$$

よって全圧効率ηは以下の式となる.

$$\eta = \frac{\left(P_s + \frac{\rho}{2} \left(\frac{Q_s}{A}\right)^2\right) \times Q}{T \times \omega}$$
(2.1.4)

#### 2.1.3 相似則

形状が同じで大きさや回転速度が異なる送風機の特性に,ある関係があればそれを利用して,大きさの異なる送風機の特性を予測することができる.この関係を送風機の相似則と呼ぶ.

流量は、連続の式から流速と流れと直行する断面積との積となる.一方、速度 三角形から、絶対流速は羽根車の回転速度に比例する.従って、流量Qは羽根 車の回転速度Nに比例する.

$$Q \propto N$$
 (2.1.5)

一方,相似形状の送風機では断面積は代表寸法 D の 2 乗に比例する.また絶対 流速は周速度に比例し、周速度は羽根車径に比例し、羽根車径は代表寸法 D に 比例するため、絶対流速は代表寸法 D に比例する.従って流量 Q は代表寸法の 3 乗に比例することがわかる.

### $Q \propto D^3 \tag{2.1.6}$

圧力については、 $P = u_2 v_2 \cos \alpha_2 - u_1 v_1 \cos \alpha_1$ および,絶対流速 v は羽根車周 速度 u に比例することから、圧力 P は羽根車径の 2 乗、すなわち代表寸法 D の 2 乗に比例することがわかる.

$$P \propto D^2 \tag{2.1.7}$$

以上が相似則と呼ばれ,性能の優れた送風機モデルの回転速度を変えて所望の 特性を得たり,大きさを変えた場合の特性を予測したりする場合に使用される.

#### 2.1.4 無次元特性

ファンの特性と出力が大きさに依存しない指標で表されれば, 共通して比較することができるため, 有益である. そのような指標は, 流量係数  $\varphi$ , 圧力計数  $\psi$ , 動力係数  $\lambda$  と呼ばれる.

$$\varphi = \frac{Q_s}{A \cdot u} \tag{2.1.8}$$

$$\Psi = \frac{P}{\frac{\rho \cdot u^2}{2}} \tag{2.1.9}$$

$$\lambda = \frac{L}{\frac{\underline{A} \cdot \rho \cdot u^2}{2}} \tag{2.1.10}$$

#### 2.1.5 比速度

所要の性能を満たす流体機械を設計するには,機械の代表寸法や速度に関連した無次元特性が必要である.これを比速度と呼び,軸流ファンと遠心ファンの 特性の違いを説明する指標となる.

 $Q \propto N$ ,  $Q \propto D^3$ ,  $P \propto D^2$ ,  $P \propto N^2 O 4 つ O$  関係より

$$\frac{Q}{D^3N} = const. \tag{2.1.11}$$

$$\frac{P}{D^2 N^2} = const. \tag{2.1.12}$$

上記2つの式から代表寸法Dを除いた式を作ると,

$$N^{\frac{2}{3}} \frac{Q^{\frac{1}{2}}}{P^{\frac{1}{2}}} = const.$$
 (2.1.13)

回転速度の1次の式とするために、両辺を3/2乗すると、

$$N\frac{Q^{\frac{1}{2}}}{P^{\frac{3}{4}}} = const.$$
(2.1.14)

となり、送風機の大きさによらない指標が得られる.送風機では圧力 P を密度  $\rho$  と重力 g で割った値を用いた下記の式を比速度 N<sub>s</sub> と呼び、送風機形式を決定 する際の重要な指標として用いられる.

$$N_s = N \frac{Q^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{P}{\rho g}\right)^{\frac{3}{4}}}$$
(2.1.15)

ただし、比速度 N<sub>s</sub> は無次元数ではなく、単位を持つ値である.送風機では、 流量 Q[ $\frac{m^3}{min}$ ], 圧力[ $\frac{kgm}{s^2m^2} \cdot \frac{m^3}{kg} \cdot \frac{s^2}{m} = m$ ],回転速度 N[ $\frac{r}{min}$ ]が用いられ、非速度の単位 は[m<sup>3</sup>/min;m;r/m]と表される.

#### 2.1.6 送風機の特性

送風機やポンプは換気システムや水道網などに組み込まれて使われるので、管路の中でエネルギーを供給する要素として位置づけられる.例えば図 2.1.1 のような準 1 次元流れを考え、入口の静圧と流速を $P_1$ 、 $V_1$ 、出口の静圧と流速を $P_2$ 、 $V_2$ とし、管路の曲がりや壁面摩擦などによる圧力損失(pressure loss)を  $P_1$ 、送風機による上昇圧力を  $P_F$ とする.



図 2.1.1 管路の系

このとき、全体のエネルギ収支はベルヌーイの定理を拡張して次式のように表される.

$$P_1 + \frac{1}{2}\rho V_1^2 + P_F - P_1 = P_2 + \frac{1}{2}\rho V_2^2$$
(2.1.16)

ここでρは流体の密度である.この式を書き換えると、つぎのようになる.

$$P_F = P_2 - P_1 + \frac{1}{2}\rho V_2^2 - \frac{1}{2}\rho V_1^2 + P_1$$
(2.1.17)

ただし入口が大きな空間に開放されている場合は、ベルヌーイの定理は速度0の空間から適用されるため、 $V_1 = 0$ である.

式(2.17)から送風機は、出口と入口の静圧の差、動圧の差および圧力損失の合

計に見合う圧力を生み出す必要がある. 換気などを想定すると静圧差は流量の2 乗に比例し、動圧の差も風量の2乗, 圧力損失も風路の中のはく離などの圧力 抵抗が主原因であるから流速の2乗に比例する. したがって、送風機の特性は 図2.2 のような圧力(送風機の入口と出口の圧力差)と流量のグラフで表すこと が多い. この送風機の特性は送風機を駆動するモーターへの電圧を一定にして おいて、風路の圧力損失を変化させることによって風量を変化させて計測され る場合が多い. 図2.1.2 のグラフを特性曲線(characteristic curve)といい、 P-Q 特性と呼ぶことも多い.



図 2.1.2 送風機の特性と管路系の圧力損失

図中の菅路系の圧力損失とは式(2.17)の右辺を意味する.したがって、図 2.2 で送風機の特性と管路系の圧力損失が交わる点が作動点である.この特性曲線 は、送風機の構造(形式)に応じてそれぞれ特徴があり、図 2.1.2 のように遠心 送風機は流量が少ないほど圧力が高くなる特性を持ち、一方、軸流送風機は流 量を絞り過ぎると翼面上で気流がはく離して揚力が低下するため、圧力が低下 する.このような特性の違いにより、図から読み取れるように圧力損失が大き い管路系には遠心送風機が適しており、圧力損失が小さい管路系には軸流送風 機が適している.管路系を設計する場合には必要な流量と圧力損失の関係を予 測して、市販の送風機の特性を調べて、最適な送風機を選定することが必要で ある.

#### 2.1.7 ファンの作動原理

図 2.1.3 に示すような軸流送風機が角速度ωで回転しているものとする.



図 2.1.3 軸流送風機

回転の向きは図に示すように、上流から見て左回りとする.半径 r の円筒面 X-X を展開すると図 2.4 のようなよく列となり,周速度U = ωrで上向きに動いている.



図 2.1.4 速度三角形(View X-X)

速度三角形を考えると、翼列に対する相対速度 W と翼列の周速度 U の合ベク

トルが絶対速度 V となる. 図 2.1.4 ではそれを入口と出口で,それぞれ添字 1, 2 で示してある. 周速度 U は入口でも出口でも同じであるから添字はなしとす る. 流体を非圧縮と仮定すると連続の式から,絶対速度 V の軸方向成分は入口 と出口で変わらない. すなわち

$$V_{1a} = V_{2a} \tag{2.1.18}$$

が成立する.入口の相対速度  $W_1$ と出口の相対速度  $W_2$ の平均値を Wとすれば, 図 3 に示すように翼素から流体に作用する抵抗は W と同じ向きになり, 揚力は それに垂直である.ここでは翼から流体に作用する力を考えているので, 流体 から翼に作用する揚力,抵抗とは向きが逆である.Wと周方向とのなす角を  $\beta$ とする.揚力は次のように表される.

$$L' \equiv \frac{dL}{dr} = \frac{1}{2}\rho W^2 C_l C$$
 (2.1.19)

$$D' \equiv \frac{dD}{dr} = \frac{1}{2}\rho W^2 C_d C \qquad (2.1.20)$$

ここで L', D'は単位半径長さあたりの揚力,抵抗, $\rho$ は流体の密度, $C_l$ は揚力 係数, $C_d$ は抵抗係数,Cは翼弦長である.



図 2.1.5 ブレードから流れに作用する力

図 2.1.5 に示すように L', D'の合力を R'とし, その周方向成分を F'とすると, 1 枚の翼素を駆動するために必要なパワーは

#### F'Udr

(2.1.21)

である.一方,半径 r,幅 drの円環部分の体積流量は

$$dQ = V_a ztdr (2.1.22)$$

である. ここで z はブレードの枚数, t は図 2.1.4 に示すように翼列のピッチである. 理論揚程(損失が 0 としたときの揚程)を  $H_{th}$ とすれば羽根車の前後の圧力差は  $\rho g H_{th}$  だから,流体が得る動力は

$$\rho g H_{th} dQ = \rho g H_{th} V_a z t dr \qquad (2.1.23)$$

である.損失を0と仮定しているので、(2.21)と式(2.19)にzを乗じたものは等 しくなり、次式が成立する.

$$\rho g H_{th} V_a z t dr = z F' U dr$$
  

$$\therefore \quad H_{th} = \frac{F' U}{\rho g V_a t}$$
(2.1.24)

図 2.1.5 より,

$$F' = R' \sin(\beta + r) = L' \frac{\sin(\beta + r)}{\cos \gamma} = \frac{1}{2} \rho W^2 C_l C \frac{\sin(\beta + r)}{\cos \gamma}$$
(2.1.25)

が成立するから、これを式(2.22)に代入して次式を得る.

$$H_{th} = \frac{W^2 C_l C U}{2g V_a t} \frac{\sin(\beta + r)}{\cos \gamma}$$
(2.1.26)

以上は, 翼素が流体に作用するパワーと, 流体が得るパワーを等置して導かれ た式である.

一方,運動量を考察すると以下のようになる.半径 r,幅 drの円環部分の体積 流量は $V_a ztdr$ であり、周方向の絶対速度は羽根車の入口から出口へ  $V_{1u}(=V_1 \cos \alpha_1)$ から $V_{2u}(=V_2 \cos \alpha_2)$ へ変化するので、運動量の変化は

$$\rho V_a (V_{2u} - V_{1u}) zt dr \tag{2.1.27}$$

である.これが羽根車から流体に作用している力に等しいので

$$F'z = \rho V_a (V_{2u} - V_{1u}) zt$$
 (2.1.28)

となる. これを式(2.22)に代入すると次式を得る.

$$H_{th} = \frac{1}{g} (V_{2u} - V_{1u}) \tag{2.1.29}$$

図 2.1.4 の出口の速度三角形から次式が成立する.

$$W_2^2 = (U - V_2 \cos \alpha_2)^2 + V_2^2 \sin^2 \alpha_2$$
  
=  $U^2 + V_2^2 - 2UV_{2u}$  (2.1.30)

$$\therefore \quad UV_{2u} = \frac{1}{2} (U^2 + V_2^2 - W_2^2)$$
 (2.1.31)

入口でも同様に次式が成り立つ.

$$\therefore \quad UV_{1u} = \frac{1}{2} (U^2 + V_1^2 - W_1^2)$$
 (2.1.32)

これを式(2.27)に代入すると次式を得る.

$$H_{th} = \frac{1}{2g} (V_2^2 - V_1^2) - \frac{1}{2g} (W_2^2 - W_1^2)$$
(2.1.33)

これが軸流送風機におけるオイラーの水頭である. 軸流送風機は流れの方向の 変化が少ないため, 効率の面で有利となり, 低圧力, 大風量の場合に適している.

図 2.5 の W は図 2 の W<sub>1</sub> と W<sub>2</sub>の平均値であり、図 2.1.4 において連続の式よ  $V_{1a} = V_{2a}$ であるからこれを V<sub>a</sub> とおくと

$$\therefore \qquad W = \frac{V_a}{\sin\beta} \tag{2.1.34}$$

である. これを式(2.24)に代入すると

$$H_{th} = \frac{V_a C_l C U}{2gt} \frac{\sin(\beta + r)}{\sin^2 \beta \cos \gamma}$$
(2.1.35)

となり、これを式(2.27)と等置すると次式を得る.

$$\frac{C_l C}{t} = \frac{2sin^2\beta\cos\gamma}{\sin(\beta+\gamma)} \frac{(V_{2u} - V_{1u})}{V_a}$$
(2.1.36)

以上が軸流送風機を設計する際の基礎式となる.この式で揚力係数は翼型のデータから設定し、揚抗比が最大になるような値を選ぶ.γは図2.1.5からわかるように翼型の揚抗比から決まる.

軸流送風機では風量が多くヘッド(圧力)が小さい状態において効率が高く, そのような条件で使うことが望ましい.そのような状態では絶対速度の周方向 成分は比較的小さいので,速度三角形の形はおよそ図 2.1.6 に示すような形にな る.





(a) rが大(翼端付近)
 (b) rが小(ハブ付近)
 図 2.1.6 速度三角形の半径による変化

速度三角形の半径位置による違い、つまりハブ付近と翼付近を比較すると、絶対速度の軸方向成分はあまり変わらず、羽根車の周速度はハブ付近より翼端付近の方が大きいので、速度三角形は図のようになる. ここで角速度  $\beta$  は気流の向きであるから、翼の角度(Uの方向から測って)は $\beta+\alpha$ に設定する. ここで  $\alpha$  は翼型の迎角であり、翼型単独の空力特性から、最も揚抗比が高くなるような 迎角を設定することが望ましい. 従って羽根車の翼角度は、ハブから翼端に向かって  $\beta$  の変化にならって減少していくように設計することが通常である.

#### 2.1.8 2次流れ

動翼のオイラーヘッドや静翼での角運動量の変化が半径方向に分布をもつ場合,動・静翼の循環は半径方向に変化する.このとき図 2.1.7 のように翼列の上流で軸対称の回転流面は翼列を通り抜ける間にねじれて非軸対称になる.



図 2.1.7 2 次流れによる流面のねじれ

これは,翼の作用により回転流面に垂直な速度成分が非軸対称に現れるためで, このような流れを2次流れという.2次流れは翼上面の全圧が半径方向にこう配 を有する場合にも生じ,図2.1.8のようにハブ面やケーシング面の境界層が翼列 に流入すると壁面近くの流線は翼の正圧面側から負圧面側へ移動し,これに伴 って回転流面に垂直な速度成分が現れる.



図 2.1.8 ハブおよびケーシング面境界層のい流入による 2 次流れ

2次流れは転向が大きいタービン翼列では特に大きく,この影響により転向角 や全圧損失の分布も2次元の直線翼列性能を積み重ねた場合と著しく異なる.2 次流れを求め,直線翼列性能を修正するための理論を2次流れ理論といい,近 似的解法が提案されている.

#### 2.1.9 翼面境界層

翼面の境界層においては,動翼では相対流れ,静翼では絶対流れの速度が小さいので,図 2.1.9 に示すように境界層の旋回速度成分*C*<sup>4</sup>は,動翼では主流より大きく,静翼では主流より小さくなる.



図 2.1.9 動翼および静翼の主流と境界層の旋回速度成分の違い

一方,主流の圧力こう配*dp/dr*は主流の旋回速度の遠心力*pcg/r*とつり合って おり,主流の圧力は境界層にまで及ぶ.したがって動翼では境界層内の遠心力 は圧力こう配より大きく,静翼ではその逆になる.その結果,動翼では境界層 内の流れは外向きになり低エネルギ流体は翼先端側に集まり,非設計点におい て翼先端側で失速を起こしやすい.逆に静翼では低エネルギ流体は翼根元側に 集まる.

#### 2.1.10 環状壁効果(端壁効果)

軸流機械のハブ面およびケーシング面に発達する境界層は,動・静翼を通過す る際に翼と干渉して複雑な流動現象を呈する.すなわち,図 2.1.10 に示すよう に,動翼根元においては流入境界層内の渦糸が翼前縁に巻きついて生じる馬て い形渦,ハブ面境界層が翼列内で転向する際の 2 次流れ,翼面境界層内の外向 き流れと 2 次流れの相互作用によってハブ面と翼背面とのかどに生じる局所的 はく離,動翼先端においては,翼先端すきまにおける漏れ流れ,動翼によるケ ーシング面境界層のかき上げ渦,翼面境界層の外向き流れによる低エネルギ流 体の集積がある.



図 2.1.10 動翼のハブおよびケーシング付近の流れ

静翼でも同様に,壁面境界層と翼の干渉による馬てい形渦や2次流れ,翼面境 界層の内向き流れによるハブ面への低エネルギ流体の集積,ハブ面が回転して いる多段軸流機械では翼端の漏れ流れやかき上げ渦などが存在する.

このような流れの効果により、ハブ面およびケーシング面では圧力損失が増大 し、その大きさは翼の形状損失(2次元翼列の圧力損失に対応するもので、プロ フィル損失ともいう)と同程度かそれ以上にもなる.また、この領域では軸流 速度が減少し、その排除効果により流路中央部の軸流速度が増加する.そのため、図 2.1.11 に示すように動翼出口では絶対流れの旋回速度成分が減少し、静 翼では旋回速度が増大する.



図 2.1.11 環状境界層の排除効果による軸流速度の増加と旋回速度の減少

このことは、ポンプや圧縮機などの被動機では、動翼における圧力回復を低下 させる.このように環状壁の流れの効果が動・静翼の性能に及ぼす効果を環状 壁効果または端壁効果という.

環状壁効果は、古くは効率やブロッケージ係数の導入により経験的に見積もら れていたが、この領域の流れを解析する環状壁境界層理論の出現により計算が 可能になっている.

#### 2.2 数值流体力学

#### 2.2.1 乱流のモデル化

細かく分裂した渦の集合体である乱流現象を、コンピュータで直接計算することは、記憶容量と計算時間の点からほぼ不可能である.しかし工学上、流れを問題にする場合において、我々が知りたい情報は、極微小な渦の構造ではなく、乱れによる平均的な流れの分布や、熱の移動がどの程度変わるのか、という場合がほとんどである.そこで、乱流モデルという概念が登場する.乱流状態にある流れを、適当な時間(乱れが平滑化される時間)で平均操作を行うと、図 2.2.1 のように平均的な流れの分布を取り出すことができる.



図 2.2.1 乱流現象の平均操作

この平均操作によれば、小さな渦とは無関係に要素分割を行うことができるため、要素数を大幅に減らすことができる. 我々が知りたいことは、乱流の微細な構造ではなく(勿論、その点を研究している人は多いが)、乱流が平均的な流れおよび温度に与える効果である. そのため、ある瞬間の速度 Ui, 圧力 P, 温度 T, エンタルピーH, 濃度 C をそれらの平均値(Ūi,P,T,H,C)と摂動(Ui'P'T'H'C')に分離する.

$$U_{i} = \overline{U_{i}} + U_{i}'$$

$$P = \overline{P} + P'$$

$$T = \overline{T} + T'$$

$$H = \overline{H} + H'$$

$$C = \overline{C} + C'$$

$$(2.2.1)$$

(ただし、圧縮性の場合の平均値とは変数を としたとき、次式で示す密度加重 平均を意味している.  $\overline{\varphi} = \overline{\rho \varphi} / \overline{\rho}$  ただし、密度 $\rho$ と圧力 P には密度加重平均は 使用できない)

なお、一は、乱れの時間スケールに比べて十分長いが、平均値の変動時間より は小さい時間内の平均を意味している.これらを、運動量の保存式、エネルギ ーの保存式および拡散物質の保存式に代入して、平均化を行うと、それぞれ

$$\frac{\partial \overline{\rho U_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_j} \overline{\rho U_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\sigma_{ij}} - \overline{\rho U_i' U_j'} \right) + \overline{\rho} g \qquad (2.2.2)$$

$$\frac{\partial C_p \overline{T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_j} \overline{\rho} C_p \overline{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( k \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho} \overline{U_j' T'} \right) + \dot{q}$$
(2.2.3)

$$\frac{\partial C_p \overline{H}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{U_j} \overline{\rho} \overline{H}}{\partial x_j} = \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U_j} \overline{P}}{\partial x_j} + \overline{\sigma_{ij}} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{q_j} - \overline{\rho} \overline{u_j} \overline{H'}\right) + \dot{q}$$
(2.2.4)

$$\frac{\partial \overline{\rho} \overline{C}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho} \overline{U_j C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho} D_m \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} - \overline{\rho} \overline{U_j' C'} \right) + \overline{\rho} \dot{q}$$
(2.2.5)

が得られる.

(2.2.2)式がレイノルズ方程式で、 $-\overline{\rho U'_i U'_j}$ は乱流により生じる応力を表し、レイ ノルズ応力と呼ばれている. (2.2.3)式の $-\overline{\rho U'_j T'}$ および(2.2.4)の+ $\overline{\rho u_j H'}$ は,乱れ により運ばれるエネルギーで,(2.2.5)式の $-\overline{\rho U'_j C'}$ は、乱れにより運ばれる拡散 物質である. これらの式は、このままでは完結した形になっていないため解く ことはできない. したがって、何らかの仮定を設けることにより、

 $-\overline{\rho}U'_{i}U'_{j}, -\overline{\rho}U'_{j}T', -\overline{\rho}u_{j}H', -\overline{\rho}U'_{j}C'$ を既知の変数から求めて、乱流解析を行う必要がある.

#### 2.2.2 渦粘性係数

レイノルズ応力 $-\overline{pU'_iU'_j}$ の取り扱い方に対する最初の提案は、Boussinesq により示され、現在でも広く利用されている.それは層流のときの分子粘性による応力 $\tau$ が

$$\tau = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$$
(2.2.6)

で表されるのに対比させて、乱流でも同様に扱う.

$$-\overline{\rho}\overline{U_i'U_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_j}\right) - \frac{2}{3}\mu_t \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} - \frac{2}{3}\overline{\rho}k\delta_{ij}$$
(2.2.7)

ここで,

$$\tau \mathbf{k} = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \tag{2.2.8}$$

レイノルズ応力は、平均速度の空間勾配に比例すると仮定する. このときの比 例係数 $\mu_t$ を渦粘性係数といいます。なお、(2.2.7)式には見なれない項 $\frac{2}{3}\overline{\rho}k\delta_{ij}$ が存 在しますが,(2.2.7)式の右辺第1項のみで、垂直応力(i=j)を計算すると、非圧縮 の質量保存式から垂直応力がなくなり不都合を生じる.(2.2.7)式の右辺第2項 は垂直応力の存在を保障するために導入され、圧力と同様の働きをする. ただ し、第2項は圧力を $\overline{p} + \frac{2}{3}\rho k$ と置けば、その値を求める必要はなくなる.したが って,(2.2.7)式では $\mu_t$ が与えるべき唯一のデータとなる.

次に,  $-\overline{\rho C_p U'_j T'}$ または $-\overline{\rho C_p U'_j H'}$ は, エネルギーの乱れによる輸送も, 先の考 え方を用いて、平均温度の空間勾配に比例すると仮定する.

$$-\overline{\rho C_p} \overline{U_j' T'} = K_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j}$$
(2.2.9)

 $K_t$ は乱流熱伝導率で、 $K_t$ は乱流プラントル数 $P_{rt}$ を用いると

$$K_t = \frac{\mu_t C_p}{P_{rt}} \tag{2.2.10}$$

から定められる. (2.2.8)を用いれば,  $K_t \bullet \mu_t$ から決定できる. なお, 乱流プラントル数 $P_{rt}$ は, 一般に 0.9 を用いる.

拡散物質の乱れによる輸送量拡散物質の乱れによる輸送量 $-\overline{\rho}U'_{j}C'$ も,平均物質 濃度の空間勾配に比例すると仮定する.

$$-\overline{\rho}\overline{U_j'C'} = \overline{\rho}D_{mt}\frac{\partial\overline{C}}{\partial x_j}$$
(2.2.11)

 $D_{mt}$ は乱流拡散係数である. $D_{mt}$ は乱流シュミット数 $S_{ct}$ を用いると

$$D_{mt} = \frac{\mu_t}{\rho S_{ct}} \tag{2.2.12}$$

から定められる. (2.2.10)式を用いれば、 $D_{mt}$ も $\mu_t$ から決定できる. なお、乱流 シュミット数 $S_{ct}$ は、0.9を用いている.

#### 2.2.3 標準 k-ε方程式

渦粘性の考え方は一般に利用され、かなり有効な方法であるが、渦粘性係数が 流れの状態、場所により変わるため、問題ごとに再設定が必要となる.またメ ッシュを通過する一様流れでも、通過後は乱れが下流に流されることから、乱 れに対して移流を考える必要がある.そこでこれらの点を改善するため、"乱れ を代表する量"を選び、その代表量に関する"移流、拡散、生成、消滅の式"を解き、 求まった"乱れを代表する量"から渦粘性係数を定めることを考える.この"乱れ を代表する量"が次の乱流エネルギーkと、乱流消失率εである.

$$k = \frac{1}{2}\overline{u_i'u_i'} \tag{2.2.13}$$

$$\varepsilon = v \frac{\overline{\partial u'_i} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}{\partial x_j}$$
(2.2.14)

この k, εの"移流, 拡散, 生成, 消滅の式"が k-ε方程式と呼ばれ、経験的に次式 で表されている.

非圧縮性流体の場合

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_S + G_T - \rho \varepsilon$$
(2.2.15)

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + G_1 \frac{\varepsilon}{k} (G_S + G_T) \left( 1 + C_3 R_f \right) - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k}$$
(2.2.16)

$$G_{S} = \mu_{t} \left( \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}} + \frac{\partial u_{j}}{\partial x_{i}} \right) \frac{\partial u_{i}}{\partial x_{j}}$$
(2.2.17)

$$G_T = g_i \beta \frac{\mu_t}{\rho_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$
(2.2.18)

$$R_f = -\frac{G_T}{G_S + G_T} \tag{2.2.19}$$

圧縮性流体の場合

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_x} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_s - G_{s1} - G_{s2} - G_{s3} - \rho \varepsilon \qquad (2.2.20)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \partial \varepsilon}{\partial x_i} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_x} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + C_1 \left( \frac{\varepsilon}{k} G_S - G_{S1} - G_{S2} - G_{S3} \right) - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k}$$
(2.2.21)

$$G_S = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$
(2.2.22)

$$G_{S1} = \frac{2}{3}\rho kD$$
 (2.2.23)

$$G_{S2} = \frac{2}{3}\mu_t D^2 \tag{2.2.24}$$

$$G_{S2} = \frac{2}{3}\mu_t D^2 \tag{2.2.25}$$

$$G_{S3} = \frac{\mu_t}{\sigma_t \rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{\partial p}{\partial x_i}$$
(2.2.26)

$$D = \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \tag{2.2.27}$$

ただし,  $\overline{u'_i}, \overline{T}, \overline{\rho}, \overline{p}$ の時間平均記号 は上記方程式では除き,  $u_i, T, \rho, p$ で表現している.

k, Eと渦粘性係数µtの次元解析から

$$\mu_t = C_t \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{2.2.28}$$

が導かれる.これらの式は $\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_1$ 等の経験定数が多数現れて、渦粘性係数より も複雑になっただけにみえるが、これらの経験定数は多数のレポートで、ほぼ 同一の値を用いうることが確認されているため、渦粘性係数を問題ごとに決定 するより確実性が増したといえる.定数の値は下表の通りである.

$\sigma_k$	$\sigma_{arepsilon}$	<i>C</i> <sub>1</sub>	<i>C</i> <sub>2</sub>	<i>C</i> <sub>3</sub>	C <sub>t</sub>	$\sigma_t$
1	1.3	1.44	1.92	0.0	0.09	0.9

### 第3章 実験装置および方法

#### 3.1 供試ファンについて

#### 3.1.1 基本設計

供試ファンの設計は、一般的な2次元翼の軸流ファンの設計法に則り実施した. 翼型は CFD で解析のしやすい Cambered Plate を採用した. 揚力と迎え角の関 係をフリーソフト JavaFoil により求め、羽根取り付け角を決定した. 羽根の直 径は 40mm, 30mm, 20mm とした. 羽根内径(ボス径)は直径の半分とし、 それぞれ 20mm, 15mm, 10mm とした. 翼枚数は過去の実験から効率、スポ ークとの干渉音を勘案して7枚とした. 図 3.3.1 に代表的な設計モデルの図を示 す.



図 3.1.1 供試ファンモデル

ファンのダウンサイジングによる損失発生のメカニズムを探るため、チップク リアランス、翼厚さ、C 面取りによるケーシング形状の違い、インレット、ア ウトレットを延長する、入り口周縁部に壁面を設けるといった設計の違いをも たせた.

チップクリアランスは, 直径 40mm のファンで 0.445mm, 1mm, 2mm, 3mm, 4mm, 直径 30mm のファンで 0.33mm, 1mm, 2mm, 3mm, 直径 20mm の ファンで 0.22mm, 1mm, 1.5mm, 2mm とした. 実験用のファンはラピッド プロトタイピングで制作する都合上, チップクリアランスを多めに取らなけれ

ばならず, 直径 40mmのファンで 1mm, 1.5mm, 2mm, 直径 30mmのファ ンで 0.75mm, 1.125mm, 1.5mm, 直径 20mmのファンで 0.5mm, 0.75m m, 1mmとした.

翼厚さは翼弦長に対し2%のものと16%のものを設計した.

ケーシング形状の違いは、C 面取りをしたものとしていないものを比較した. C 面取りは 2mm と 4mm をケーシングの内側、外側でそれぞれ行った.

入り口周縁部に壁面をつける設計では、直径 40mm のファンの入口周縁部に 内径が 36mm, 38mm, 39mm, 40mm となるような壁面を取り付けた.

また、ファンを識別するために名前をつけた.名前の付け方はチップクリアラ ンスのケーシングを大きくするものをTCC,外側にC面取りをしたものをCO, 内側にC面取りをしたものをCI,面取りなしをC,入口周縁部に壁面のあるも のを IW,インレット、アウトレットを延長したもので入口のみを NI,入口出 口両方のものは NIO,とした.実験用モデルであるものには先頭に E をつけ、 例として実験用モデルのケーシングを大きくするチップクリアランスの場合は ETCC となる.その後に続く2桁の数字はファンの直径であり、ハイフン後の 数字はチップクリアランス、C面取りの長さ、入口周縁部壁面のインレット直 径、ノズルのファン直径に対する長さの割合を示している.図 3.12,3.13,3.14 にインレット、アウトレット延長、図 3.15 に C 面取り、表1にファンの種類を 示す.



図 3.1.2 インレット,アウトレット延長 100%




図 3.1.5 C 面取り

fantype	tip clearance [mm]	nozzle [%]	inlet internal diameter [mm]	wing thickness ratio [%]	chamfering [mm]	remark
TCC 40-	0.445~4		40.89~48	2		tip clearance
TCC 30-	0.33~3		30.66~36	2		tip clearance
TCC 20-	0.22~2		20.44~24	2		tip clearance
ETCC 40-	0.445~4		40.89~48	16		experiment model tip clearance
ETCC 30-	0.33~3		30.66~36	16		experiment model tip clearance
ETCC 20-	0.22~2		20.44~24	16		experiment model tip clearance
C 40-	0.445		40.89	2		chamfering, experiment model in wall
CO 40-	0.445		44~48	2	2~4	chamfering
CI 40-	0.445		44~48	2	2~4	chamfering
NI 40-	0.445	0~100	40.89	2		nozzle, experiment model in wall
NIO 40-	0.445	0~100	40.89	2		nozzle, experiment model in wall
EIW 40-	1		36~40	16		experiment model in wall

表 3.1 供試ファンの種類

## 3.1.2 ラピッドプロトタイピングによる試作

ケーシングとファンを SolidWorks により設計した. モーターを支えるステーは 3 本とし, 翼枚数とは互いに素となるようにした. SolidWorks で設計したもの を,光造形によるラピッドプロトタイピングより制作した. 試作したモデルは ファン直径が 40mm, 30mm, 20mm で, φ 40 のチップクリアランスが 1mm, 1.5mm, 2mm, φ 30mm のチップクリアランスが 0.75mm, 1.125mm, 1,5mm, φ 20mm のチップクリアランスが 0,5mm, 0.75mm, 1mm である. 入り口周縁 部の壁面については,後付できるような板を制作し,チップクリアランスが 1mm のケーシングと組み合わせた. 図 3.16, 3.17, 3.18 に実際に制作した試作 品の模式図を示す.





図 3.1.6 試作供試ファン



図 3.1.7 試作ケーシング







## 3.2 性能測定

## 3.2.1 ダブルチャンバー

少ない流量でも測定ができる小型ダブルチャンバーを用いた. 図 3.2.1 にその ダブルチャンバーの模式図を示す.



図 3.2.1 ダブルチャンバー模式図

このダブルチャンバーの原理は、ノズル前後の2つのチャンバーの圧力差ΔP からノズルを通過する風量Qを(2)式で求める.

$$Q = 60 \cdot C \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \sqrt{\frac{2g}{r} \cdot 0.10197P_n}$$
(3.2.1)

C : ノズルの流量係数  
D : ノズルの径[m]  
r : 空気密度 [kg/m<sup>3</sup>]  
$$(1.293 \times \frac{273}{273+t} \times \frac{P}{1013.25})$$
  
t : 温度[ $C$ ]  
P : 大気圧[hPa]  
Pn : 風量差圧[Pa]  
g : 9.8m/s<sup>2</sup>

## 3.2.2 ダブルチャンバーを用いた性能測定方法

ノズルを閉じた状態で測定したファン側のチャンバーの静圧 P からファン最 大静圧を得る.このとき、CFD で設定した回転数と一致するように、回転計を 見ながら電源電圧を調節する.次にノズルを開け、補助ブロワによってチャン バー間の差圧を設定し、P-Q 曲線における各流量点を測定する.最大静圧のと きと同じように回転数を調節する.静圧 P が 0 である時の風量が最大風量とな る.また、ノズルは 9 個あり、ノズルの開放個数を変えることで測定可能範囲 を変更することができる.測定風量が大きい場合ノズル開放個数を増やし、測 定風量が小さい場合はノズル開放個数を減らすことで測定する. 3.3 CFD

## 3.3.1 解析モデル,計算条件

SolidWorks で設計したモデルデータを元に, CFD ソフトの SCRYU/Tetra に より解析を行った. 解析には Navier-Srokes 式をレイノルズ平均して得られる 乱流モデル(RANS)の標準 k-ε モデルを用いた. 解析に使用する設計モデルは, インレット側のボリュームをスフィア(球形)とし, アウトレット側のボリュ ームをチャンバー(直方体)とした. 図 3.3.1, 3.3.2, 3.3.3 にそのモデルを示す.



図 3.3.1 CFD 実験モデル概略図



図 3.3.2 CFD 実験モデルメッシュ全体図

メッシュ数はモデル全体で約1000万程度となるようにした.



図 3.3.3 CFD ファンメッシュモデル図

#### 3.3.2 CFD での P-Q 特性の求め方

まず境界条件で、スフィア表面を全圧規定 OPa とし、チャンバーアウトレット 側を表面圧力規定 OPa とすることで最大流量を求める. 解析結果をポスト画面 で表示し、チャンバーアウトレット部分の流速をスカラー積分することによっ て最大流量を算出した. 次に算出した最大流量を 10 等分し、その流量でチャン バーアウトレット側の流量をそれぞれ規定し解析を行う. 得られた結果をポス ト画面で表示し、チャンバーアウトレット側の表面圧力を 4 点ピックして平均 したものを静圧とした. ファン効率においては、ファンに働く圧力モーメント と粘性モーメントを求めることにより算出した. 全圧効率の求め方の式を以下 に記す.

$$\eta = \frac{\left(P_{s} + \frac{\rho}{2} \left(\frac{Q}{A}\right)^{2}\right) \times Q}{T \times \omega}$$
(3.3.1)

- Ps:静圧[Pa]
- ρ :空気密度[kg/m<sup>3</sup>]
- Q:流量[m<sup>3</sup>/s]
- A:吐出口面積[m<sup>2</sup>]
- T:トルク[N]
- ω:角速度[rad/s]

# 第4章 実験結果

#### 4.1 CFD と試作モデル実験結果の比較

CFD の解析, ラピッドプロトタイピングで試作したモデルによる実験で P-Q 特性をそれぞれ測定した.比較したファンは φ 40, φ 30 のファンで, チップクリアランスを変えたものをそれぞれ 1 つずつとした. CFD モデルと試作モデルはスポークも含め同じである.以下にその結果を示す.



図 4.1.1 P-Q 特性 ETCC 40-1





図 4.1.5 P-Q 特性 ETCC 30-1.125



図 4.1.6 P-Q 特性 ETCC 30-1.5

CFD の解析結果とほぼ同じような P-Q 特性となった.最大静圧,最大流量と もにチップクリアランスが一番小さいものが最もよい結果となっている.試作 モデルの実験結果の最大流量が,全体的な傾向として解析結果より多い傾向が 出た.これはダブルチャンバーで測定した際,最大流量付近での補助ブロワの 引張流量が安定しなかったためであると推測される. φ30 のチップクリアラン ス 1.5mm では,ずれが大きいようにみえるが,絶対値でみるとそこまでずれが 大きくないと思われる.以上から,CFD でファン性能を十分に予測できている と判断し,CFD による性能比較と内部流れの検証を進めることとした.

## 4.2 チップクリアランス

## 4.2.1 チップクリアランスによる供試ファン性能の違い

チップクリアランスを変更したときの P-Q 特性の結果を CFD で解析した. 解 析したファンモデルは ETCC 40-1, ETCC 40-1.5, ETCC 40-2, ETCC 30-0.75, ETCC 30-1.125, ETCC 30-1.5, ETCC 20-0.5, ETCC 20-0.75, ETCC 20-1 であ る.以下にその結果を示す.





図 4.2.3 P-Q 特性・効率 ETCC 30-0.75, ETCC 30-1.125











図 4.2.13 P-Q 特性・効率 TCC 30-0.33,TCC 30-3





チップクリアランスが広がるほど性能は低下するという結果になった.それは どの直径のファンに対しても同様である.チップクリアランスの直径に対する 比率でみると、チップクリアランスがファン直径の1割になった時の最大流量 は、ETCCのファンで最も性能がよいものと比較して約85%~90%となってい る.同様に最大静圧についても、75%~80%の最大静圧になっている.TCCの ファンでは、最大流量が70%~80%、最大静圧が60%~66%となっている.し たがって、チップクリアランスに対して性能低下は、ある程度線形であると考 えられる.効率に関しても同様に、チップクリアランスが大きくなるに従い低 下している.ETCCではそれぞれ同じ流量比6で比較すると、効率は60%~65% ほどに低下し、TCCでは最高効率が45%~55%に低下している.よって効率も チップクリアランスの大きさに対して線形であると推測される.

### 4.2.2 チップクリアランスによる供試ファンの無次元特性

4.2.1 と同様のファンにおける無次元特性を求めた.以下にその結果を示す.



図 4.2.18 無次元特性 ETCC 40-1,ETCC 40-2





図 4.2.20 無次元特性 ETCC 30-0.75, ETCC 30-1.5





図 4.2.22 無次元特性 ETCC 20-0.5, ETCC 20-1











図 4.2.28 無次元特性 TCC 30-0.33, TCC 30-2



図 4.2.30 無次元特性 TCC 20-0.22, TCC 20-1







図 4.2.32 無次元特性 TCC 20-0.22, TCC 20-2

どの直径のファンに対しても、無次元特性はチップクリアランスが一番狭いも のが最もよい結果となった.チップクリアランスが広がるに従い、静圧係数、 動力係数,流量係数ともに低くなる傾向がある.ファン直径に対して係数にそ れほど大きな違いはみられず,ほぼ同じような性能となった.このことから, ファン性能にはチップクリアランスが影響しているということがいえる.

# 4.2.3 チップクリアランスと損失の関係

チップクリアランスと損失の関係を探るため, CFD による流速ベクトルを比較 した. 比較に用いたのは φ 40 のファン, TCC 40-0.445, TCC 40-1, TCC 40-2, TCC 40-3, TCC 40-4 である. 以下にその結果を示す.






# 図 4.2.34 流速ベクトル TCC 40-1







図 4.2.36 流速ベクトル TCC 40-3





これはファンのカット面における図である. チップクリアランスの部分に注目 すると、ファンにより遠心方向に力を受けた流れが、ケーシング側面を伝い通 常の流れに対し逆流しているのがわかる. この逆流の流れは、チップクリアラ ンスが広がるとそれに応じて範囲が広がっている. また、流速もチップクリア ランスが広がるに従い、わずかではあるが速くなっている. よって、チップク リアランスが広がると、チップクリアランスの部分で逆流が増加することによ って損失が発生しているということが推測できる. また、アウトレット側の流 れが、チップクリアランスが広くなるに従い横方向へ流れてしまっている. こ のことから軸流ファンであっても遠心方向による流れの力が働いていることの 表れであると考えられる.

次に渦度について解析した結果を以下に示す.カット面によるコンター図で, 色によって渦度の度合いを示している.



# 図4.2.38 渦度 TCC 40-0.445



図4.2.39 渦度 TCC 40-1



図 4.2.40 渦度 TCC 40-2



図 4.2.41 渦度 TCC 40-3



図4.2.42 渦度 TCC 40-4

チップクリアランスが広がるほど、渦度が広い範囲で大きくなっている. 翼表 面、ケーシング側面などの境界層を設定した部分では渦度が特に大きいが、こ こはチップクリアランスによる違いはないと思われる. チップクリアランスを 広くすると、チップクリアランスの部分で渦度が大きくなる. それに伴って翼 の前後でも渦度が大きくなっている. 定性的にみて、チップクリアランスを広 くすると渦度が大きくなる範囲が広がるため、この部分で損失が発生している ということがわかった. しかし定量的な分析をするためにはここからさらに渦 度と損失の関係性を探し出す必要があり、その抽出方法については課題が残っ た.

### 4.3 翼厚による違い

ファンをダウンサイジングすると、大型ファンに比べて翼厚が相対的に厚くなる.したがって,翼厚の違いがファン性能にどう影響するのかということを CFD により比較した.用いたファンは φ 40, φ 20 のファンである.φ 40 のファン, φ 20 のファンともに 1mm のチップクリアランスとなっている.翼厚は翼弦長 に対し、2%のものと 16%のものである.ただし比較対象は、解析用モデルと実 験用モデルのため、設計でのパラメータが実験用モデルでは制約があり、異なっていることに留意したい.以下に P-Q 特性、効率の比較を示す.



図 4.3.1 P-Q 特性 ETCC 40-1,TCC 40-1



図 4.3.2 P-Q 特性 ETCC 20-1, TCC 20-1

φ40,φ20 どちらも翼厚が薄くなると最大静圧が低下している.しかし最大流量 については翼厚が厚いほうが増加している.これは設計パラメータの違いによ るものが起因していると思われる.効率については翼厚が厚いほうが低下して いる.これは羽根直径によらず同様の結果となった.薄翼に対して厚翼の効率 は,流量が大きいほど差が出ている.また,羽根直径が小さいほうがより影響が 大きいことがわかった.したがって,ファンのダウンサイジング,特に小型に なればなるほど翼の厚さが影響すると推察される.

### 4.4 ケーシング処理の影響

### 4.4.1 C面取りの効果

ケーシングによる流れの比較として C 面取りを行った. ケーシングの外側と内 側にそれぞれ 4mm,2mm の C 面取りを施した. チップクリアランスの影響のな かで逆流の部分があったが,そこがチップクリアランスだけの影響によるもの なのか, C 面取りをしていないことによって渦が発生してしまうのか,といっ た検証を行うためである. 解析に用いたファンは 40, チップクリアランスは 0.445mm である. また,比較用に C 面取りを施していないものも解析した. 以 下に P-Q 特性, 効率を示す.



図 4.4.1 P-Q 特性・効率 CO 40-4, C 40-0



図 4.4.2 P-Q 特性・効率 CI 40-4, C 40-0





最大静圧に多少の違いがみられたが,最大流量には大きな違いが見られなかった.最大静圧は内側に 2mm の C 面取りを施したものが最もよい結果となった. 効率の面でみると,内側に 2mm のものが一番高い効率を示している. C 面取りを施していないものは, C 面取りを施しているものより相対的に性能はよくないようにみえる.したがって,C 面取りをすることによって若干ではあるが,流れが改善されることがわかった.

### 4.4.2 インレット壁面の効果

入り口周縁部に壁面を設けた場合の比較をした.これはチップクリアランスの 部分での逆流を抑えた場合,性能向上にどの程度寄与するのかということを検 証するためである.検証したファンは \phi 40, チップクリアランス 1mm のもの である.インレット側の直径は,36mm,40mm とした.以下にその結果を示す.





インレット側の直径が最も小さい EIW 40-36 の最大静圧が下がっている. 最 大流量は少し違いがみられるが, 3 つのファンで大きな違いはないと思われる. 効率もほぼ同じような値を示し, 違いはみられなかった. したがって,入り口 周縁部に壁面をつけることによって逆流を防止しようと試みたが,最大静圧が 下がることはあっても,その他の部分で効果はないということがわかった. 逆 流を防ぐには,ファンの設計思想を変えるといったファン自体の根本的な設計 を見直す必要がある.

### 4.4.3 インレット延長の効果

インレット,アウトレットを延長し,流れを整流した場合の効果を検証した. これもC面取りと同様の理由によるものであるが,インレット,アウトレット を延長することにより,横からの流れ等を完全に排除し,ファン単体の影響に よる流れをみるためである.なお,比較用には,何も延長していないものとし て C0 と比較した.



図以下に P-Q 特性・効率,流速ベクトルを示す.





図 4.4.11 P·Q 特性・効率 C 40-0, NI 40-5



図 4.4.12 流速ベクトル NI 40-100











図4.4.15 流速ベクトル NI 40-10



図 4.4.16 流速ベクトル NI 40-5



図4.4.17 流速ベクトルC40-0







図 4.4.21 流速ベクトル NIO 40-100









インレットのみではあまり違いがみられなかった.インレットが短くなるに従 い,多少性能が低下しているようにもみえるが,ほぼ誤差の範囲であると考え られる.最も整流効果が高いと思われる100%のインレットとインレットなしの 比較でも変化はみられなかった.流速ベクトル図においても,100%のノズルで 整流していても逆流が生じてしまっている.アウトレット側では内側に渦が生 じているため,アウトレット側の延長はないほうがよいかもしれない.従って, 逆流が生じる原因は,ケーシング角の渦流れによる影響以外に,ファンによる 遠心方向の流れなどが考えられる.

# 第5章 結論

CFD, 試作モデルによる実験により, スモールファンの性能測定を行った. チップクリアランス, 翼の厚さ, ケーシングの違いなどに注目し, CFD による流れ場の解明を試みた. その結果以下の知見を得た.

- (1) CFD と現実の実験結果との差はわずかであり、CFD による検証で、スモー ルファンの場合は誤差の少ない性能予測ができる.
- (2) チップクリアランスが増加するに従って、P-Q 特性,効率ともに低下する. 性能低下率とチップクリアランスの大きさにはある程度,線形な関係がある.
- (3) チップクリアランスの損失は、チップクリアランス部分での逆流に起因しているということがわかった.これは軸流ファンであっても遠心方向の流れが存在しているためであると考えられる.
- (4) チップクリアランスが増加するに従い、渦度の大きい範囲が広く分布する. よって渦度が大きい範囲が広くなるということは損失が大きくなるということである.しかし定性的に比較することは出来ても定量的な分析にはさらなる着目点が必要であるとわかった.
- (5) 翼の厚さが厚くなると効率が低下するということがわかった. 特にファンが 小さいほどその影響が大きくなる.
- (6) ケーシングの形状による違い, C 面取りについては若干の違いはみられるものの,性能への影響はあまり大きくないことがわかった.しかし, C 面取りをしないよりはした方が流れの改善が出来る.
- (7) 逆流を防ぐように入り口周縁部に壁面をつくっても、性能、効率がよくなる ことはなかった.よって、ダウンサイジングによる損失低下を改善するには、 逆流を生じさせないようなファン自体の設計を変える必要がある.
- (8) インレット、アウトレットの延長をしてファンへの流れを整流したが、効果はほとんどなかった.また、整流してもチップクリアランス部において逆流が生じてしまった.従って、逆流の原因はケーシング角の渦流れによるものではなく、ファンによる遠心方向の流れであると考えられる.

# 第6章 参考文献

- 1) 御法川学, 伊藤孝宏: Cradle Viewer で見る流体工学, 日本工業出版株式会 社, 2010
- 2) 御法川学,伊藤孝宏: Cradle Viewer で見る電子機器熱設計,日本工業出版株式会社,2010
- 3) 原田幸夫:流体機械:SI 単位版,朝倉書店, 1986
- 4) 山根隆一郎:流れの工学,丸善株式会社,2003
- 5) 小池勝:流体機械工学, コロナ社, 2009
- 6) 中林功一, 伊藤基之, 鬼頭修己: 流体力学の基礎(1), コロナ社, 1993
- 7) 井上雅弘,鎌田好久:流体機械の基礎,コロナ社,1989
- 8) SCRYU/Tetra Version 9 ユーザーズガイド基礎編,株式会社ソフトウェアク レイドル, 2011
- 9) AMCA STANDARD 210-99, 1999

## 謝辞

本研究に際して、様々なご指導を頂きました御法川学教授に深謝致します. そして,実験装置のご提供,ファン研究のご指導をして頂いた株式会社日本計 器製作所の宮原雅晴様,新小田十蔵様,ツクバリカセイキ株式会社の中山俊明 様,CFDのご指導をして頂いた株式会社ソフトウェアクレイドル技術サポート の皆様に対し,この場をお借りして厚く御礼申し上げます.

並びに、ファン研究の実験、解析作業等で協力して頂いた本研究室修士2年生 竹田光一君、山田雄介君、稲垣圭祐君、また御法川研究室の皆様に感謝致しま す.