

### 小型軸流ファンの設計法に関する研究：性能向上に寄与する入口流速の検討

竹田, 光一 / Takeda, Koichi

---

(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

小型軸流ファンの設計法に関する研究

- 性能向上に寄与する入口流速の検討 -

**RESEARCH ON DESIGN METHODOLOGY OF SMALL AXIAL FAN  
- CONSIDERATION OF INLET FLOW VELOCITY FOR PERFORMANCE  
ENHANCEMENT -**

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

11R1135 竹田 光一

修士論文  
小型軸流ファンの設計法に関する研究  
- 性能向上に寄与する入口流速の検討 -

## 目次

第1章 緒論.....	- 1 -
1.1 研究背景.....	- 1 -
1.2 研究目的.....	- 2 -
1.3 使用記号.....	- 3 -
第2章 理論.....	- 4 -
2.1 ファン設計の基礎理論.....	- 4 -
2.1 軸流ファンの理論.....	- 4 -
2.2 軸流ファンの動翼理論.....	- 6 -
2.2 数値解析.....	- 9 -
2.2.1 乱流のメカニズムとモデル化.....	- 9 -
2.2.2 渦粘性係数.....	- 10 -
2.2.3 標準 $k-\epsilon$ 方程式.....	- 12 -
2.2.4 ファンへの適用.....	- 14 -
2.3 ファン騒音の発生機構と騒音特性.....	- 15 -
2.3.1 ファンの騒音発生の仕組み.....	- 15 -
2.3.2 Lighthill の音響理論.....	- 16 -
2.3.3 軸流ファンの騒音特性.....	- 19 -
2.4 ファン騒音の測定理論.....	- 21 -
2.4.1 音圧.....	- 21 -
2.4.2 デシベルと音圧レベル.....	- 21 -
2.4.3 周波数補正回路.....	- 23 -
2.4.4 周波数分析の種類.....	- 24 -
2.4.4.1 オクターブバンド分析.....	- 24 -
2.4.4.2 FFT 分析.....	- 28 -
2.4.5 オーバーオール.....	- 29 -
第3章 実験装置および方法.....	- 30 -
3.1 ファン構成要素および測定系.....	- 30 -
3.1.1 ダブルチャンバー.....	- 30 -
3.1.2 ケーシング.....	- 32 -
3.1.3 音響プレナム.....	- 32 -

3.1.4 測定器および周辺機器 .....	- 33 -
3.2 供試ファン設計 .....	- 35 -
3.2.1 供試ファンの設計性能 .....	- 35 -
3.2.2 翼形の空力特性計算 .....	- 36 -
3.2.3 供試ファン設計・試作 .....	- 37 -
3.2.4 ダクト形状 .....	- 38 -
3.3 実験方法 .....	- 39 -
3.3.1 性能測定(実測) .....	- 39 -
3.3.2 数値解析 .....	- 40 -
3.3.3 騒音測定 .....	- 42 -
第4章 実験結果 .....	- 43 -
4.1 実測結果 .....	- 43 -
4.2 供試ファンの解析結果 .....	- 47 -
4.3 入口流速分布の作成 .....	- 48 -
4.4 試作ファンの設計・解析結果 .....	- 50 -
4.5 数値解析による内部流れの検討 .....	- 55 -
4.6 騒音測定結果 .....	- 57 -
第5章 結論 .....	- 60 -
第6章 参考文献 .....	- 61 -
謝辞 .....	- 62 -

## Abstract

The efficiency of small axial fan used as cooling device in information technology machines is extremely low, comparing with conventional axial fan which is much larger than small fan. In the design of conventional axial fan, the axial velocity of the inlet flow is regarded as uniform along the blade span. However, in case of the small fan, the velocity could not be uniform. Because the hub-tip ratio is so large that the blade span will be too short to keep the uniform flow region. So, it is important to consider the distribution of the inlet flow condition for the better fan design. The present study is an attempt to improve the basic methodology of small axial fan design by a consideration of the inlet flow distribution obtained by the flow simulation. Some types of fans that the blade design parameters were modified by different assumed inlet flow distributions were fabricated and tested.

# 第 1 章 緒論

## 1.1 研究背景

IT 技術の発展により，家庭やオフィスにはコンピュータやプロジェクター，AV 機器といった情報機器が多々導入されている．この様な情報機器は内部部品や素子から発する熱を筐体外に排除することが必要であり，排熱を行わない設計は事実上不可能になっており，ファンを含めた熱設計は非常に重要な課題といえる．そのため冷却方法として，静穏に優れている水冷やヒートシンクなどを用いた自然対流冷却など様々な形態が発展してきたが，最も一般的に用いられる方法はファンによる強制空冷である．

近年の情報機器のさらなる小型化，高速化が加速し部品や内部素子の実装密度が高まっている．しかしその一方で，熱量は減少していない．このような背景のもと家電製品や情報機器の冷却や送風に使用される小型軸流ファンに更なる高効率化が求められている．

小型軸流ファンの効率は，大型の工業用軸流ファンと比べて極端に低いのが現状である．羽根車外径が数百 mm から数 m に及ぶ工業用軸流ファンでは空力効率が 70%以上に達するのに対し．羽根車外径が数十 mm 程度の小型軸流ファンの空力効率は数%ほどである．これまで，小型軸流ファンの設計においても従来の大型ファンの設計手法が経験的に用いられてきたが，その手法がマッチしていないことは明らかである．

## 1.2 研究目的

本研究では、小型軸流ファンの入口流速の分布を数値流体解析により解明するとともに、入口流速を考慮したファンを試作して性能評価を行った。また、改良に伴う騒音への影響も実験により検討した。

従来一般的な高比速度の軸流ファンの設計では、入口流速を一定として設計している。しかし実際には、モーター部やケーシングの形状の影響で渦や逆流が生じてしまうことが多い。そのため、必ずしも入口流速が一様とは限らない。しかし大型の工業用軸流ファンでは、羽根車のハブやチップ付近で入口流速が変わってしまっても翼幅に対する範囲が少ないため、その部分を無視してもほとんど性能に影響がないと考えられている。だが小型軸流ファンの場合では、モーターサイズの関係からハブチップ比が極端に大きく、また工作精度の限界からチップクリアランスも大きくなるため、翼幅に対する影響範囲が大きくなってしまう。そのため、これらの影響を考慮した設計が重要となる。

### 1.3 使用記号

$P_s$  : 静圧[Pa]

$Q$  : 流量[m<sup>3</sup>/min]

$\eta$  : 静圧効率[%]

$N$  : 回転数[rpm]

$D_1$  : ファン内径[mm]

$D_2$  : ファン外径[mm]

$\beta$  : 翼端取付角[deg]

$f$  : そり率[-]

$l$  : 翼弦長[m]

$D$  : ダブルチャンバーのノズル径[m]

$\rho$  : 空気密度[kg/m<sup>3</sup>]

$\Delta P$  : チャンバー間差圧[Pa]

$C$  : ノズルの流量係数[-]

$f$  : スペクトルの周波数[Hz]

## 第2章 理論

### 2.1 ファン設計の基礎理論

#### 2.1 軸流ファンの理論

以下に軸流ファンの理論を示す.

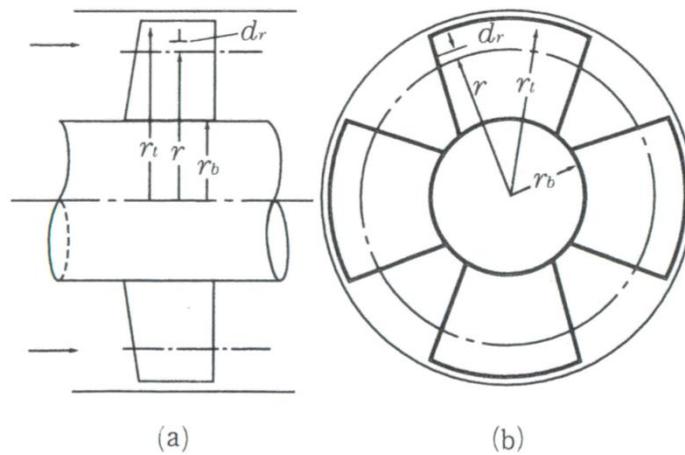


Fig.2.1 Impeller of an axial fan

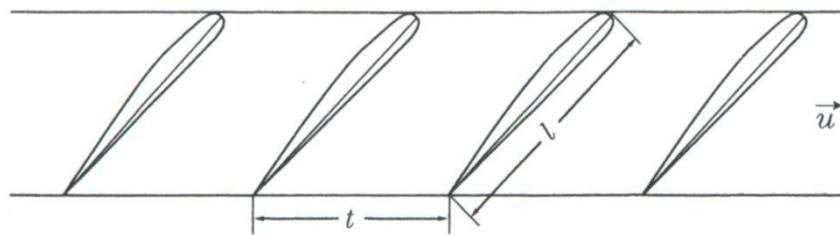


Fig.2.2 Sequence of an impeller

図 2.1(a)に軸流ファンの羽根車の断面図, 同図の(b)は正面図を示す. 翼のボス及び翼の先端の半径をそれぞれ $r_b$ ,  $r_t$ とする. 任意の半径  $r$  の円筒面で羽根車を切って, それを平面に展開すると, 図 2.2 のようになる. 個々のものを翼型といい, このような翼の列を翼列といい, 図のように配列されたものを直線翼列という.

図 2.3 に翼型に関する用語を説明した. 流体は  $v$  の速度で翼型に向かって流れる. 流れと翼弦のなす  $\alpha$  を迎え角という. 翼型の先端を前縁, 後縁といい, これらを結ぶ直線を翼弦, またこれら両縁間の長さを翼弦長と呼ぶ.

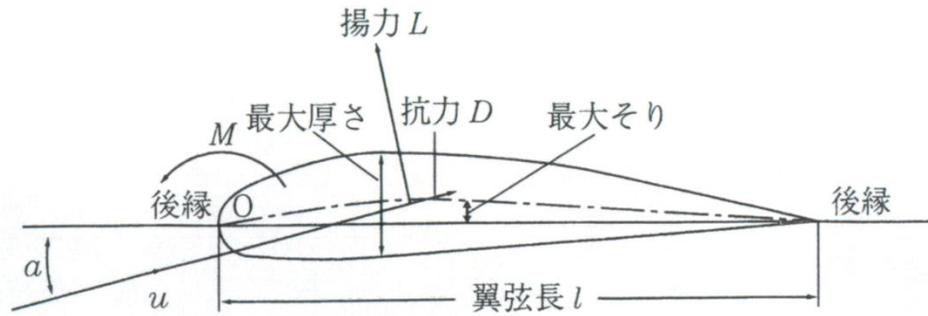


Fig.2.3 Impeller type

また、翼型の中央を通る線をキャンバ線という。翼弦からキャンバ線までの高さを、そりまたはキャンバといい、この最大の値を最大そりと呼ぶ。翼の上縁と下縁との間の距離を厚さ、翼弦長  $l$  と  $t$  の比  $\alpha = l/t$  は弦節比またはソリディティと呼び、その逆数を  $t/l$  と呼ぶ。図 2.2 に直角方向の翼の長さのことを翼幅  $b$  というが、この  $b$  と翼弦長  $l$  との比  $b/l$  を縦横比またはアスペクト比という。理論を考える場合、翼幅の微小長  $d_r$  の翼を取り扱うことが多いが、このようなものは翼素といわれている。また、 $b/l = \infty$  の場合を、2次元翼と呼ぶ。

次に、翼の性能として重要な揚力及び抗力について述べる。翼の性能を表すために、下記のように定義する。

$$\text{揚力} \quad L = C_L \rho A \frac{U^2}{2} \quad (2.1)$$

$$\text{抗力} \quad D = C_D \rho A \frac{U^2}{2} \quad (2.2)$$

## 2.2 軸流ファンの動翼理論

ファン設計をするにあたり，以下の軸流ファンの設計に関する基本的な理論を用いて設計した．

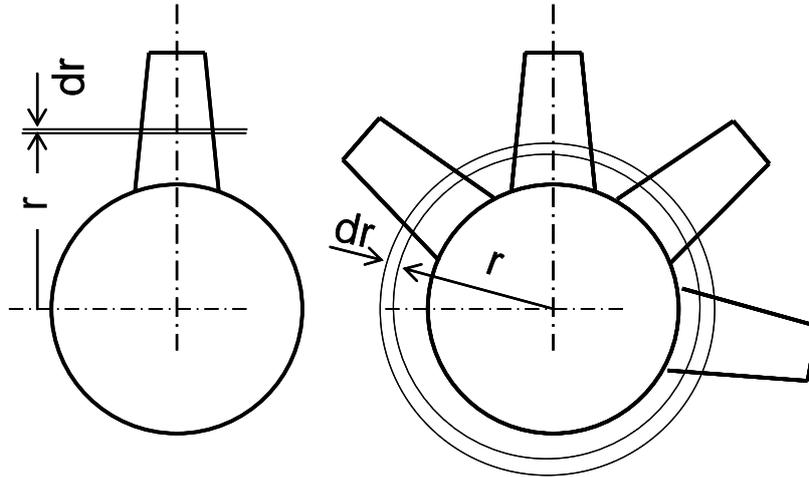


Fig.2.3 Rotor

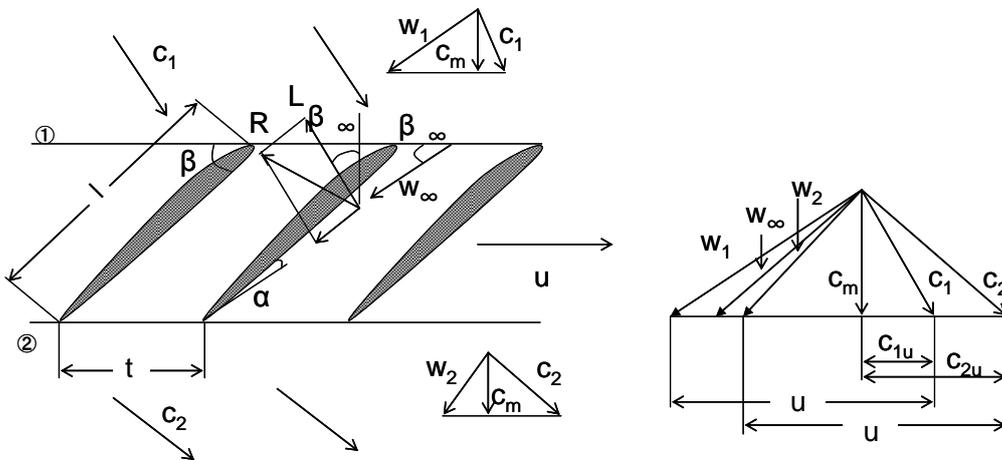


Fig.2.4 left: (a) Blade row model, right: (b) velocity triangle

図 2.3 に示すように，翼車の動翼を半径  $r$  の円筒で切って，これを展開すると図 2.4(a) のようになる．動翼の翼列は周速度  $u$  で右方向に進み，翼列の入口①と出口②における流体の相対速度をそれぞれ  $w_1$ ， $w_2$  とする．流体が翼に及ぼす影響を考える際は，図 2.4(b) を参考に  $w_1$ ， $w_2$  のベクトルの平均の相対速度をもつてする．すなわち，流体は図 2.4(a) のように一様な速度  $w_\infty$  で翼に流入するとする．

翼列中の一翼の揚力，抗力を単一翼と考えると，

$$L = C_L \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l, \quad D = C_D \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l \quad (2.3)$$

にて表す.

また,  $w_\infty$ の角度  $\beta_\infty$ は, 図 2.4(c)より明らかなように次式に示される.

$$\tan \beta_\infty = \frac{c_m}{u - \{(c_{2u} + c_{1u})/2\}} \quad (2.4)$$

L と D の合力を R とすれば, R の回転方向成分  $R \sin(\beta_\infty + \lambda)$  は次のように変形される.

$$R \sin(\beta_\infty + \lambda) = \frac{L}{\cos \lambda} \sin(\beta_\infty + \lambda) = C_L \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l \frac{\sin(\beta_\infty + \lambda)}{\cos \lambda} \quad (2.5)$$

図 2.3 に示す翼車の断面を通る流量  $dQ$  に対し,  $z$  枚の翼が回転方向に及ぼす力  $dF$  は,

$$dF = z dr C_L \frac{\rho}{2} w_\infty^2 l \frac{\sin(\beta_\infty + \lambda)}{\cos \lambda} \quad (2.6)$$

一方, 断面を通る流量  $dQ$ , 理論ヘッド  $H_{th}$  に対する水動力  $\rho g H_{th} dQ$  は, 翼車のこの部分に要する動力  $dF \cdot u$  に等しいから

$$\rho g H_{th} dQ = dF \cdot u \quad (2.7)$$

となる. これに式(2.6)を代入して

$$H_{th} = \frac{dF \cdot u}{\rho g dQ} = \frac{dF \cdot u}{\rho g \cdot 2\pi r dr c_m} = C_L \frac{lz}{2\pi r} \frac{u}{c_m} \frac{w_\infty^2}{2g} \frac{\sin(\beta_\infty + \lambda)}{\cos \lambda} \quad (2.8)$$

いま,  $2\pi r / z =$  翼列のピッチ  $= t$  とすれば

$$H_{th} = C_L \frac{l}{t} \frac{u}{c_m} \frac{w_\infty^2}{2g} \frac{\sin(\beta_\infty + \lambda)}{\cos \lambda} \quad (2.9)$$

次に図 2.4(b)より  $w_\infty = c_m / \sin \beta$  であり，運動量の法則より

$$H_{th} \left( = \frac{H}{\eta_h} \right) = \frac{u}{g} (c_{2u} - c_{1u}) \quad (2.10)$$

であるから，これらの式を式(2.9)に代入して

$$C_L \frac{l}{t} = \frac{2(c_{2u} - c_{1u}) \cos \beta_\infty \sin^2 \beta_\infty}{c_m \sin(\beta_\infty + \lambda)} \quad (2.11)$$

を得る．以上の諸式は，軸流ファンの羽根形状を設計するときの基礎式となる．これにより最終的な翼の設計パラメータを計算していく．

## 2.2 数値解析

### 2.2.1 乱流のメカニズムとモデル化

乱流は円管内を流れる水が流量を増すと滑らかな流れから乱れた状態に移行するで、それが無次元数  $Re = U \cdot d / \nu$  ( $U$  ; 管内平均流速,  $d$  ; 管径,  $\nu$  ; 動粘性係数) の大小によるものである。この無次元数をレイノルズ数と呼び、円管の場合 2000 以上で乱れた状態で、レイノルズ数が大きく乱れた状態を乱流といい、レイノルズ数が小さく乱れない流れを層流と呼ぶ。レイノルズ数は慣性力/粘性力を意味し、乱流は粘性力に比べて慣性力が大きい場合である。そこで、知り得たいことは乱流の微細な構造ではなく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  $u_i$ , 圧力  $P$ , 温度  $T$ , エンタルピー  $H$ , 濃度  $C$  をそれらの平均値 ( $\bar{u}_i, \bar{P}, \bar{T}, \bar{H}, \bar{C}$ ) と摂動 ( $u_i', P', T', H', C'$ ) に分離する。

$$\begin{cases} u_i = \bar{u}_i + u_i' \\ P = \bar{P} + P' \\ T = \bar{T} + T' \\ H = \bar{H} + H' \\ C = \bar{C} + C' \end{cases} \quad (2.2.1)$$

(ただし、圧縮性の場合の平均値とは変数を  $\phi$  としたとき、次式で示す密度加重平均を意味している。

$$\bar{\phi} = \overline{\rho\phi} / \bar{\rho} \quad (2.2.2)$$

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。) )

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、それぞれ以下の式になる。

$$\frac{\partial \bar{\rho} u_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \rho u_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\sigma}_{ij} - \overline{\rho u_i' u_j'}) + \bar{\rho} g \quad (2.2.3)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho C_p T}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j \rho C_p T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( K \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho C_p u_j' T'} \right) + \dot{q} \quad (2.2.4)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho H}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j \rho H}}{\partial x_j} = \frac{\partial \overline{P}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j P}}{\partial x_j} + \overline{\sigma_{ij}} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{q_j} + \overline{\rho u_j' H'} \right) + \dot{q} \quad (2.2.5)$$

$$\frac{\partial \overline{\rho C}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u_j C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{\rho D_m} \frac{\partial \overline{C}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j' C'} \right) + \overline{\rho \dot{q}} \quad (2.2.6)$$

(2.2.3) 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。(2.2.4) 式の $-\overline{\rho C_p u_j' T'}$  および (2.2.5) 式の $-\overline{\rho u_j' H'}$  は、乱れにより運ばれるエネルギーで (2.2.6) 式の $-\overline{\rho u_j' C'}$  は、乱れにより運ばれる拡散物質である。これらの式はでは求まらないので、条件を与えて、 $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ 、 $-\overline{\rho C_p u_j' T'}$ 、 $-\overline{\rho u_j' H'}$  および $-\overline{\rho u_j' C'}$  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 $-\overline{\rho u_i' u_j'}$  の取り扱い方は、Boussinesq により示され、層流のときの分子粘性による応力 $\tau$  が

$$\tau = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2.2.7)$$

で表されるのに対比させて、乱流でも同様に扱い、

$$-\overline{\rho u_j' u_i'} = \mu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu_t \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \overline{\rho k} \delta_{ij} \quad (2.2.8)$$

ここで、

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

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とであるので、このときの比例係数 $\mu_t$  を渦粘性係数という。なお、式 (2.2.7) には見なれ

ない項  $\frac{2}{3}\overline{\rho k \delta_{ij}}$  が存在するが、(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。

式 (2.2.8) 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。

次に、 $-\overline{\rho C_p u_j' T'}$  または  $-\overline{\rho u_j' H'}$  は、エネルギーの乱れによる輸送について、平均温度の空間勾配に比例すると仮定する。

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

$K_t$  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

$$K_t = \frac{\mu_t C_p}{P_{rt}} \quad (2.2.10)$$

(2.2.10) 式を用いれば、 $K_t$  も  $\mu_t$  から決定でき、なお、乱流プラントル数の分布を考慮したほうが測制度は向上することが知られているため、乱流プラントル数  $P_{rt}$  には一般に 0.9 を用いている。

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し、

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

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

$$D_{mt} = \frac{\mu_t}{\overline{\rho} S_{ct}} \quad (2.2.12)$$

(2.2.12) 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的であるが、渦粘性係数  $\mu_t$  が流れの状態、場所により変わる。また翼周り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、求めた乱流エネルギー  $k$  と、乱流消失率  $\varepsilon$  から渦粘性係数を定まる。

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (2.2.13)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \quad (2.2.14)$$

この  $k$ 、 $\varepsilon$  の”移流、拡散、生成、消滅の式“が  $k$ - $\varepsilon$  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、

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

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} (G_s + G_T) (1 + C_3 R_f) - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (2.2.16)$$

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

$$G_T = g_i \beta \frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial T}{\partial x_i}$$

$$R_f = - \frac{G_T}{G_s + G_T}$$

圧縮性流体の場合、

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_s - G_{s1} - G_{s2} - G_{s3} - \rho \varepsilon \quad (2.2.17)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial u_i \rho \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} (G_s - G_{s1} - G_{s2} - G_{s3}) - C_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (2.2.18)$$

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

$$G_{s1} = \frac{2}{3} \rho k D$$

$$G_{s2} = \frac{2}{3} \mu_t D^2$$

$$G_{s3} = \frac{\mu_t}{\sigma_t \rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \frac{\partial P}{\partial x_i}$$

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

$k$ ,  $\varepsilon$  と動粘性係数  $\mu_t$  の次元解析から

$$\mu_t = C_t \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.2.19)$$

が導かれる。これらの式は、 $\sigma_k$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $C_1$  等の経験定数が多数現れる。

定数の値は下表の通りとなる。

$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_t$	$\sigma_t$
1	1.3	1.44	1.92	0.0	0.09	0.9

$k$ - $\varepsilon$  方程式は、偏微分方程式のため、境界条件を必要とし、次のようなものが考えられる。

流入部 (FLUX 境界)

$k$  = 流入点での  $k$  値

$\varepsilon$  = 流入点での  $\varepsilon$  値

(2.2.20)

Free Slip 壁 (対称面, 境界層を考慮しない)

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0$$

(2.2.21)

対数則壁 (一般の壁面 ; 境界層を考慮)

乱流の場合、壁近傍の流速分布は、実験によると次式で表現されます。

$$\frac{u}{u^*} = \frac{1}{\kappa} l_n \frac{uy}{\nu} + A \quad (2.2.22)$$

ここで,  $\kappa$  : カルマン定数 (=0.4)

$A$  : 定数 (=5.5)

$y$  : 壁面からの距離

$u$  :  $y$  の位置における流速

$\nu$  : 動粘性係数 ( $= \mu / \rho$ )

$u^*$  : 摩擦速度 ( $\sqrt{\tau_w / \rho}$ )

$\tau_w$  : せん断力

前式を対数則と呼び, 対数則が成り立つとしたとき, 壁近傍では  $k$  と  $\varepsilon$  の値は次式で定められる.

$$\kappa = \frac{u^{*2}}{\sqrt{C_t}} \quad (2.2.23)$$

$$\varepsilon = \frac{u^{*3}}{ky} \quad (2.2.24)$$

以上のことを踏まえながら, 数値解析法では,  $k$ - $\varepsilon$  方程式を用いて算出している.

#### 2.2.4 ファンへの適用

ファンの数値解析は通常の流体解析と違い回転系の要素移動がある.

そこで, 定常解析で要素移動を行う場合, 定常 ALE 法を用いる. これは回転領域のメッシュが移動しない代わりに移動の効果を含む方程式を計算しているというものである. すなわち, ファンを含む格子を回転させない代わりに回転座標系で定常であるという仮定から導かれる外力を回転領域に与えている.

なお, ALE(Arbitrary Lagrangian Eulerian)といい, この手法を用いると, 要素の形を変化させることが可能となる. 通常要素の形を変化させるには, 要素を構成している節点を移動させる. しかし, 1つ1つの節点の移動をコントロールするには膨大なデータが必要になります. そこで, 体積領域に対するで移動させている. これにより, 物体の移動やファンのような境界形状の変化のある流れ場の解析を行うことが出来る.

## 2.3 ファン騒音の発生機構と騒音特性

ファンは電子機器用，自動車のラジエータ冷却用，ビルの空調用及び一般産業用など多方面に使われ，その出力は0.1kW未満から3.7kWの範囲の小出力のものから数千kWクラスのものまで出力範囲は広い。

小型のものはオフィスの室内音響の劣化を招き，大型のものは騒音公害を引き起こす要因になっている。

### 2.3.1 ファンの騒音発生仕組み

羽根通過周波数(羽根枚数 $z$ ×回転数 $n$ )及びその高調波で卓越したディスクリートな回転騒音と，乱れなどによって誘起される広帯域の乱流騒音とに大別することが出来る。羽根車が1回転すると羽根枚数 $z$ の干渉音を発生する。したがって，回転数 $n$ の時には $z \times n$ の干渉音を発生する。これが回転騒音の仕組みである。このことから，回転騒音の周波数 $f_r$ は，

$$f_r = z \cdot n \quad [\text{Hz}] \quad (2.3.1)$$

となる。

回転騒音は高調波も伴うので，

$$f_r = mz \cdot n \quad [\text{Hz}] \quad (2.3.2)$$

のように表すことも出来る。

ここに， $m = 1, 2, 3, \dots$ である。

次に乱流騒音は流れの乱れと流れ内部に存在する固体表面(たとえば，羽根，案内羽根など)との干渉によって生ずるもので，本質的にはランダムな流体変動力から発生するものである。その機構は

- ① 静翼や動翼表面上の乱流境界層から生ずる表面圧力場の変動
- ② 翼表面あるいはその後縁から発生する流れの渦の流出に伴う物体周りの循環の変化による揚力変動
- ③ 翼などの固体面上の流れの乱れによる揚力変動

などである。

軸流ファンでは動翼の後縁のウェイクと静翼の干渉によって回転騒音が発生し，その周波数は，

$$f_r = z \cdot n \quad [\text{Hz}] \quad (2.3.3)$$

となる。また高調波を伴うことから，

$$f_r = mz \cdot n \quad [\text{Hz}] \quad (2.3.4)$$

ここに， $m = 1, 2, 3, \dots$ である。

乱流騒音については前述したことと同様である。

### 2.3.2 Lighthill の音響理論

空気力学的に発生する音についての初期の研究はほとんど振動に関するものであり、流れの他の常数と振動数との関係を明らかにしようとしたものであった。その後、流体の流れ自身を解析し、発生音のパワーを求めようとする試みが Lighthill によって進められ、変動するせん断運動の運動エネルギーと変動する疎密運動の音響エネルギーとの間のその変換機構を明らかにした。

Lighthill は流体の非定常性(圧力・流速の変動など)が空気力学的な音源となることを示した。そして、このような乱れた領域から遠く離れた場所では、密度変動  $\rho' = \rho - \rho_0$  が音源として振る舞うはずであると考えた。この方程式は、質量保存則の式 (2.3.5)、流れの法則を表すナビエ・ストークスの運動方程式(2.3.6)と、式(2.3.5)、式(2.3.6)から求まる式(2.3.8)から、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = Q \quad (2.3.5) \quad \text{連続の式}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (p_{ij}) = F_i \quad (2.3.6) \quad \text{運動方程式}$$

$$p_{ij} = p \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (2.3.7) \quad \text{応力テンソル}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + c_0^2 \frac{\partial}{\partial x_i} = F_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \rho \delta_{ij}) \quad (2.3.8)$$

式(2.3.6)を変形して、

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (p_{ij}) = F_i - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i v_j)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = F_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j) - \frac{\partial}{\partial x_i} (p_{ij}) = F_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij})$$

両辺に、 $c_0^2 \frac{\partial}{\partial x_i}$  を加えてまとめると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) + c_0^2 \frac{\partial}{\partial x_i} &= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij}) + c_0^2 \frac{\partial}{\partial x_i} \\ &= F_i - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}) \quad \rightarrow \therefore \text{式(2.3.8)となる.} \end{aligned}$$

式(2.3.5)の両辺を時間微分して変形すると、

$$\frac{\partial^2}{\partial t} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t} (\rho v_i) = \frac{\partial Q}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t} (\rho v_i) = \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \quad (2.3.9)$$

式(2.3.8)の両辺を $x_i$ で微分すると,

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial t} (\rho v_i) + c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij})$$

式(2.3.9)を代入して

$$\left( \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right) + c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij})$$

$\nabla^2$  (ラプラス演算子)を用いて, すなわち流れに対して発生した音が一様な媒質に等方的に音速 $a_0$ で伝播されると想定すると,

$$-\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial^2}{\partial x_i x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}) - \frac{\partial Q}{\partial t}$$

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} - \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial^2}{\partial x_i x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}) \quad (2.3.10)$$

となる.

形としては, 外力項を右边に持つ波動方程式であり, 右边=0であれば, 一様な媒質中(静止場)の音波の伝播に等価であり, 右边 $\neq 0$ ならば, 右边が音源(発生)項に等価になり, 流れの式が音波の伝播に等価であることがわかる.

音源項は空間座標における二回微分のため4重極の性質を持ち, 音源パワーが流速の8乗に比例することがわかる. また, 左辺は2次の速度積の二重発散の形から, 非圧縮性流体であれば渦の速度が原因となり, 音源は渦であるという仮定が出来る.

音源に対するその後の考察として, カールはキルヒホッフの解に基づいて, 固体の効果を考察し, 固体表面上の音源モデルとして式(2.3.11)を示した.

$$\rho'(x, t) = \rho(x, t) - \rho_0 = \frac{1}{4\pi c_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(y, t - r/c_0)}{r} d^3 y$$

$$- \frac{1}{4\pi c_0^2} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{P_i(y, t - r/c_0)}{r} dS(y) \quad (2.3.11)$$

$$r \equiv |x - y|$$

ここで,  $T_{ij}$ は音響テンソルで,

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij} \quad (2.3.12)$$

$p_{ij}$  は式(2.3.7)によって与えられ、式(2.3.7)における  $\tau_{ij}$  は、

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.3.13)$$

で表され、添え字  $S$  は境界面、 $dS(y)$  はその面積要素、 $P_i$  は垂直応力である。

また  $P_i \equiv -l_i p_{ij}$  であり  $p_{ij}$  は流体要素における表面応力テンソル、 $l_j$  は流体から境界面へ向かって立てた単位法線ベクトルである。

式(2.3.11)において第1項は流速が音速に比べて比較的小さく ( $v \ll c$ )、物体の寸法が問題になっている音の波長に比べて小さい ( $d \ll \lambda$ ) と仮定すると、第2項だけが重要になってくる。第2項は見かけの音源、すなわち静止した物体の存在を表す。

Lighthill の音響方程式の一般解は、次の式(2.3.14)で表される。

$$4\pi p(x,t) = \int \frac{\partial}{\partial t} Q dy + \int \frac{x_i - y_i}{c_0 r} \frac{\partial}{\partial t} F_i + \int \frac{(x_i - y_i)(x_j - y_j)}{c_0^2 r^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij} \frac{dy}{r} \quad (2.3.14)$$

$$T_{ij} \approx \rho v_i v_j$$

- 第1項：湧き出しによる音（音響単極子：mono-pole）
  - ・ 非定常流における質量，熱の湧き出しが音源に等価，湧き出し速度の時間微分に比例
  - ・ 呼吸球(音源湧点)に等価
  - ・ 半無限空間に接した振動版，パルスジェット，サイレン
  - ・ 音源のパワーはマッハ数に比例，代表流速の4乗に比例
  - ・ 例：サイレン，ピストン音源，キャビテーションなど
- 第2項（音響双極子：di-pole）
  - ・ 流体と物体が相互作用して生じる非定常力(物体力)が音源に等価，空間勾配に比例，固体表面を要する
  - ・ 逆位相の呼吸球を2個並べたもの(音響双極子)に等価

- ・ 自由空間お振動板，境界層騒音(壁面境界層の変動圧力)
- ・ ほとんどの流体機械騒音．たとえば，軸流送風機のロータ，ステータの相互作用，遠心送風機の羽根車とケーシング舌部の相互作用といった，剛体が流れを規則的にせん断するもの
- ・ 格子と弁を通る流れ
- ・ 音源のパワーはマッハ数の 3 乗に比例し，流速の 6 乗に比例
- ・ 例：通常の風きり音，ファン音，エオルス音，電線のうなり，エッジトーンなど

#### □ 第 3 項 (音響四極子：quadra-pole)

- ・ 流れに障害物がないときの乱流の粘性応力が音源に等価， $T_{ij}$  は Lighthill の音響応力テンソルと呼ばれ，第 1 項の Reynolds 応力が支配的．しかし，レイノルズ応力は静止流体中では微小であり，四極子音源は無視できる．
- ・ 障害物からの反作用がないため，対称に生じる．
- ・ 音源双極子を 2 個対にした音源 4 重子に等価．
- ・ 高速の亜音速の乱流ジェット(ジェットの高覧流混合層内のような，平均流と乱流の勾配が大きいところ)．
- ・ 音源パワーはマッハ数の 5 乗に比例し，流速の 8 乗に比例．

このように，軸流ファンの騒音は主に双極子音源特性を持ち，流速の 6 乗に比例した音源パワーを有する．

#### 2.3.3 軸流ファンの騒音特性

軸流ファンの性能と騒音特性を図 2.3.1 に示す．この図は典型的のものといってよい．圧力係数  $\Psi$  の右下がりの安定したところに最高効率点があり，安定した運転を可能にする．

騒音レベル  $L_A$  及び比騒音レベル  $L_{SA}$  の最小値は，最高効率点風量の近傍にある． $\Psi$  の最大値がある  $\varphi \doteq 0.27$  より低風量側に移るに従って  $L_A$  は増加し， $\Psi$  が極小値(圧力の谷)となる  $\varphi \doteq 0.175$  で  $L_A$ ， $L_{SA}$  は最大値をもつ，そして， $\varphi < 0.175$  では  $L_A$ ， $L_{SA}$  は増大する．

図 2.3.2 は最高効率点風量での騒音スペクトルである．1 次の回転騒音の周波数が  $f_{r1}$  に生じ，その高周波  $f_{r2}$ ， $f_{r3}$ ， $f_{r4} \cdots$  がディスクリット成分として表さ

れている。FFT 分析によれば、これらはさらに明確に分離して表されることがわかる。

軸流ファンの回転騒音は遠心ファンに比べて、高次まで表されることが多い。これは、軸流ファンの場合は軸対象の円筒形ケーシングのためと考えられる。

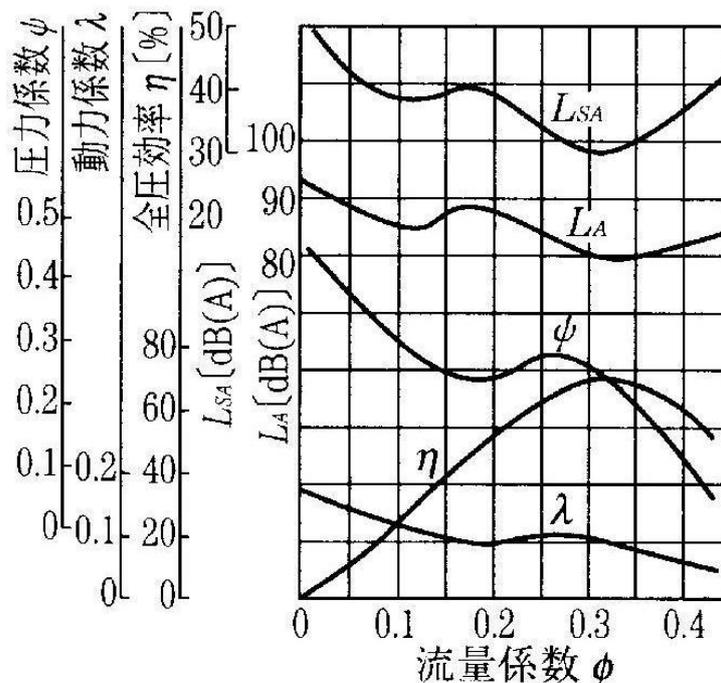


Fig.2.3.1 Characteristics of axial fan

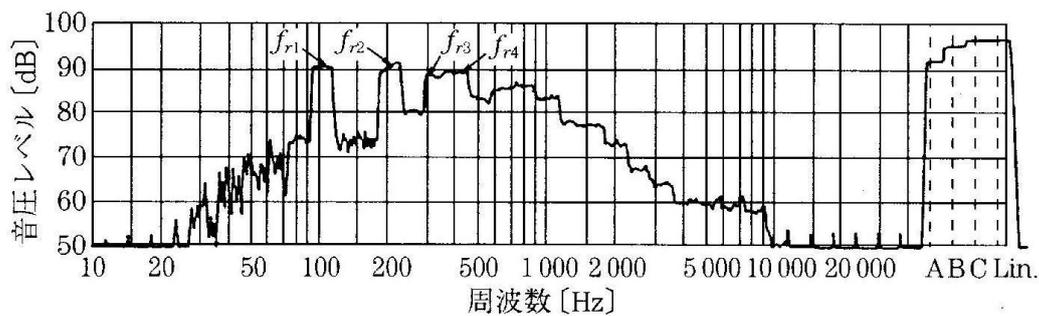


Fig.2.3.2 Noise spectrum of axial fan

(マイクの位置, 吸込み口正面 400mm の点, 最高効率点)

## 2.4 ファン騒音の測定理論

騒音の測定方法は、A 特性音圧レベルによる測定と、音響パワーレベルによる測定との2通りが存在する。古くは、A 特性音圧レベルを用いられてきたが、音圧レベルによる測定はある「点」での騒音の測定であり、測定対象全体の騒音を表すものではない。そのため、近年の製品騒音評価は、ISO 7779:1999 及び JIS X 7779:2001 の騒音測定に基づく音響パワーレベルを用いた騒音評価が主流となっている。

騒音を計測するに際し、使われる用語とその意味を下記に簡単に述べる。

### 2.4.1 音圧

気体、液体、固体などの媒質を伝播する弾性波である音波(acoustic wave, sound wave)が、空気中を通過するとき、媒質の粒子は振動し、圧力に変動が生じる。このような圧力の音波による変化分を音圧(sound pressure)という。聴力の正常な若い人の聞き得る音圧は約  $2 \times 10^{-5}$  Pa から 20 Pa である。平面波の音の強さ(sound intensity)  $I$  と音圧(実行値)  $p$  との間には

$$I = \frac{p^2}{\rho c} \quad [\text{W/m}^2] \quad (2.4.1)$$

の関係がある。ここに、 $\rho$  は空気の密度であり  $\rho c$  を空気の固有音響抵抗と呼ぶ。常温では  $\rho = 1.2$  [kg/m<sup>3</sup>],  $c = 340$  [m/s] で、 $\rho c$  は約 400 (MKS 単位) である。

### 2.4.2 デシベルと音圧レベル

ウェーバー・フェヒナによると、物理量  $E$  によって感覚  $L$  が生じているとき、 $L$  は  $E$  に比例するのではなく、 $L$  は  $\log E$  に比例するという。そこで基準となる物理量  $E_0$  を考えたとき、次式のように表す。

$$L = k \log_{10} \frac{E}{E_0} \quad (2.4.2)$$

そこで、物理量として音の強さ  $I$  を取り上げると音の強さのレベル(sound intensity level)は

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{I}{I_0} \quad [\text{dB}] \quad (2.4.3)$$

で表される。ここで基準の音の強さ  $I_0$  は  $10^{-12}$  W/m<sup>2</sup> とする。一方、 $I = p^2 / \rho c$  の関係を考慮すると、

$$L_I = 10 \log_{10} \frac{p^2}{p_0^2} = 20 \log_{10} \frac{p}{p_0} \quad (2.4.4)$$

が得られる。  $L_I$  の代わりに  $L_p$  (又は SPL) も使うから、

$$L_p = 20 \log_{10} \frac{P}{P_0} \quad (2.4.5)$$

$L_p$  を音圧レベル(sound pressure level)という。  $P_0$  には  $2 \times 10^{-5}$  Pa が使われており、それを考慮すると式(2.4.5)は、

$$L_p = 20 \log_{10} \frac{P}{2 \times 10^{-5}} = 10 \log_{10} \frac{I}{10^{-12}} \quad (2.4.6)$$

以上のように2量の比の対数がベル(Bel)で、その10分の1がデシベル(decibel)であり、単位記号として[dB]を使う。表 2.4.1 はこれらの量の対応を示している。

Table 2.4.1 Sound pressure level and intensity of sound, sound pressure

音の強さ [W/m <sup>3</sup> ]	音圧レベル [dB]	音圧 [Pa]
10 <sup>2</sup>	140	2 × 10 <sup>2</sup>
	134	10 <sup>2</sup>
10	130	
1	120	20
	114	10
10 <sup>-1</sup>	110	
10 <sup>-2</sup>	100	2
	94	1
10 <sup>-3</sup>	90	
10 <sup>-4</sup>	80	2 × 10 <sup>-1</sup>
10 <sup>-5</sup>	70	
10 <sup>-6</sup>	60	2 × 10 <sup>-2</sup>
10 <sup>-7</sup>	50	
10 <sup>-8</sup>	40	2 × 10 <sup>-3</sup>
10 <sup>-9</sup>	30	
10 <sup>-10</sup>	20	2 × 10 <sup>-4</sup>
10 <sup>-11</sup>	10	
10 <sup>-12</sup>	0	2 × 10 <sup>-5</sup>

### 2.4.3 周波数補正回路

周波数補正回路は，その周波数特性によって，A 特性，C 特性，F 特性が選択できるようになっている．A 特性とは人間の聴覚を模した特性であり，騒音レベルとは通常 A 特性の重み付けをした音圧レベルの事を指す．すなわち聴覚の等感度曲線である等ラウドネス曲線における 40 phon の曲線のほぼ逆特性であり，低周波数の感度が鈍く，4 kHz 付近で最も感度が強くなり，それ以上の高周波数で再び感度が鈍くなる．

C 特性は騒音計の開発当初に考えられた音の大小により補正特性を使い分けた特性のひとつで，測定周波数範囲の両端域でレスポンスが少し低下する．これは騒音計の名言う雑音を低下させる効果があり，また音圧レベルの測定においても科座などによる雑音の影響を低下させる効果があることから，現在も規定に含まれる．

F 特性は測定可能な周波数全てにわたって平坦な特性であり，リニア(lin.)特性とも呼ぶ．

Table 2.4.2 Acoustic sense correction

周波数 [Hz]	特性[dB]	
	A	C
15	-557	-8.5
31.5	-39.4	-3
63	-2.42	-0.8
124	-151	-0.2
240	-8.5	0
500	-3.2	0
1000	0	0
2000	1.2	-0.2
4000	1	-0.8
8000	-1.1	-3
15000	-5.5	-8.5

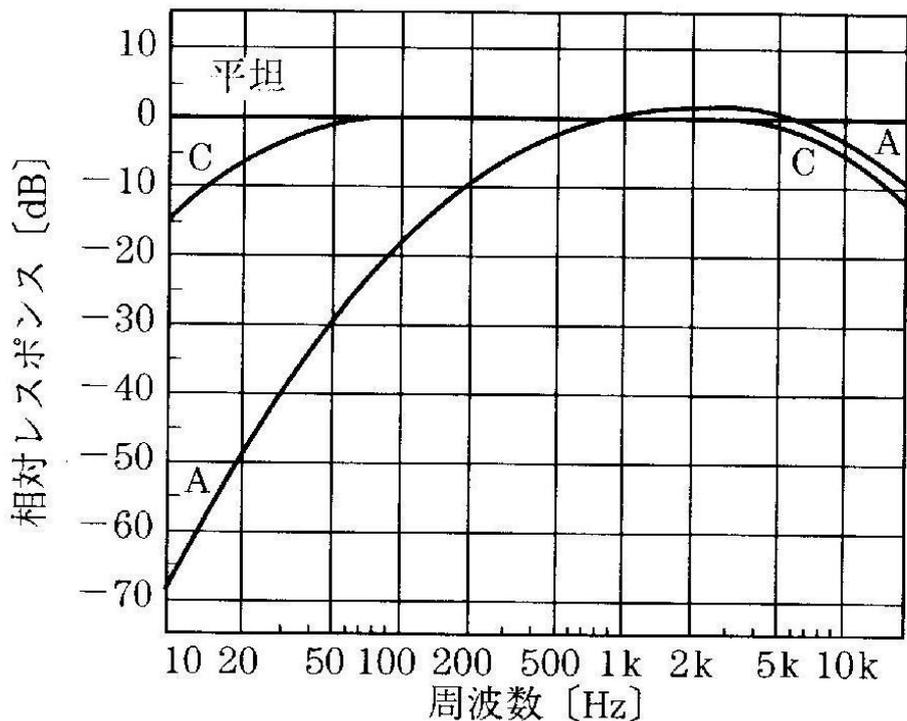


Fig. 2.4.1 Frequency correction characteristic

#### 2.4.4 周波数分析の種類

騒音防止対策を講じる場合には、騒音レベルだけでなく、騒音の周波数分析を行い、可聴音の周波数範囲におけるそれぞれの音圧レベルを求めることが大切である。そのために用いる装置を周波数分析器という。

周波数分析器には、第1に1/1オクターブバンド分析または1/3オクターブバンド分析が使用される。第2は周波数帯域を一定幅で連続的に走査して分析していく方法で、主としてFFT分析が用いられる。騒音測定における周波数分析では、まずオクターブバンド分析を行い、どの周波数帯に最も大きな騒音のエネルギーがあるかを見極め、騒音防止策を講じる。さらに、騒音の発生機構を詳細に知りたい場合には、FFT分析によってレベルが夫も大きくなる周波数を精密に調べることが必要になる。

以下、二つの方法について概説する。

##### 2.4.4.1 オクターブバンド分析

オクターブバンドとは、1 kHzを基準に定比幅を有したフィルタによって分割された周波数帯のことである。

図2.4.2のようにオクターブバンド分析器には、アナログフィルタを順次または連続的に切り替えて使用するアナログ方式のものと、デジタルフィルタを用

いたリアルタイム分析器がある。

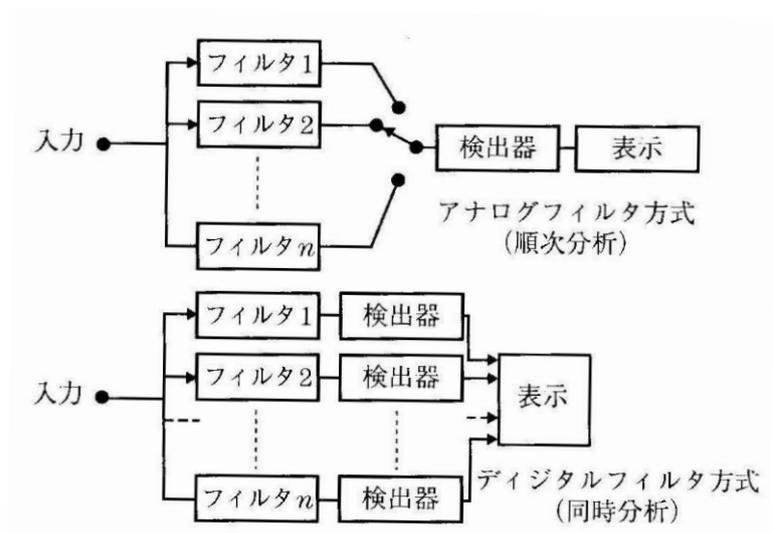


Fig.2.4.2 Schematic of octave band analyzer

デジタルフィルタによるオクターブバンド分析器の信号処理の流れは以下のようなになる。まず、入力するアナログ信号はローパスフィルタ、サンプリング回路を経て、A-D変換器によってデジタル信号に変換され、フィルタ回路に入力する。

オクターブバンド分析における周波数帯の分け方 (JIS C 1513) を表 2.4.3 に示す。

今、オクターブバンド分析のひとつの大域に注目すると、その帯域に含まれる最も低い周波数を低域側遮断周波数  $f_l$  といい、最も高い周波数を広域側遮断周波数  $f_h$  とよぶ。また、その帯域を示す周波数を中心周波数  $f_m$  といい、これらには以下の関係がある。

$$f_m = \sqrt{f_l f_h} \quad (2.4.7)$$

また隣り合った二つの周波数帯域の中心周波数を  $f_a$ ,  $f_b$  ( $f_a < f_b$ ) とすると

$$n = \log_2 \frac{f_b}{f_a} \quad (2.4.8)$$

の関係があり、1/1 オクターブバンドの場合は  $n=1$ , 1/3 オクターブバンドの場合

合は $n=1/3$ となる。

図 2.4.3 にオクターブバンドフィルタの周波数特性を示す。理想的なフィルタ特性は $f_1$ および $f_2$ で完全に遮断される特性であるが、実際には両側に広がった特性となるので、-3 dB以上のゲインが得られる帯域を持って通過周波数帯域としている。

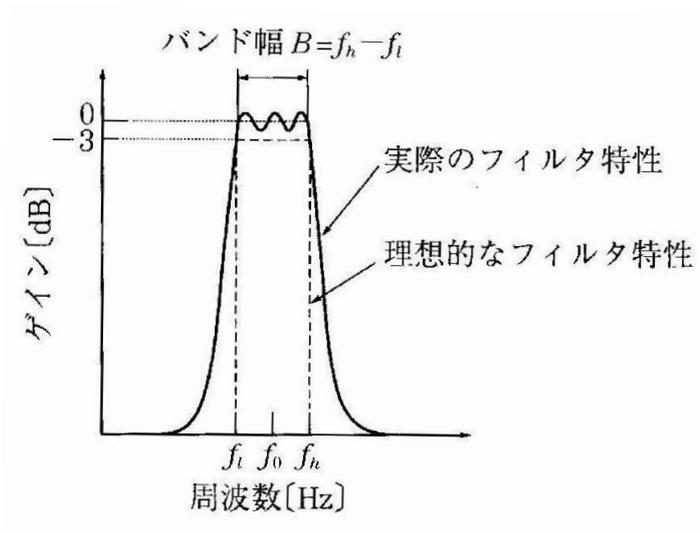


Fig.2.4.3 Frequency characteristics of octave band filter

Table 2.4.3 Octave band frequency and 1/3 octave band frequency

周波数 [Hz]					
オクターブ			1/3オクターブ		
中心周波数 $f_m$	下限周波数 $f_l$	上限周波数 $f_h$	中心周波数 $f_m$	下限周波数 $f_l$	上限周波数 $f_h$
16	11	22	15	14	18
			20	18	22
			25	22	28
32	22	44	32	28	35
			40	36	45
			50	45	56
63	45	88	63	56	71
			80	71	89
			100	89	112
125	88	177	125	112	141
			160	141	178
			200	178	224
250	177	354	250	224	282
			315	282	355
			400	355	447
500	354	707	500	447	562
			530	552	708
			800	708	891
1,000	707	1,414	1,000	891	1,122
			1,250	1,122	1,414
			1,500	1,414	1,778
2,000	1,414	2,828	2,000	1,778	2,239
			2,500	2,239	2,818
			3,150	2,818	3,548
4,000	2,828	5,556	4,000	3,548	4,467
			5,000	4,467	5,523
			5,300	5,523	7,079
8,000	5,556	11,312	8,000	7,079	8,913
			10,000	8,913	11,220
			12,500	11,220	14,140
15,000	11,312	22,524	16,000	14,140	17,780
			20,000	17,780	22,390

#### 2.4.4.2 FFT 分析

騒音源の詳細な発生メカニズムや振動と騒音の関係を調べる際には、FFT (Fast Fourier Transform) 分析を用いる。

フーリエ級数を無限長の時間に展開し、時間の関数を周波数の関数に変換する作業をフーリエ変換と呼んでいる。またその逆の作業を逆フーリエ変換と呼ぶ。それぞれの式は

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-j2\pi ft} dt \quad (2.4.9)$$

$$x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(t) e^{j2\pi ft} dt \quad (2.4.10)$$

と表す。なお、デジタル信号処理においては、上式を離散して

$$X_i = \frac{1}{T} \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{-j2\pi ki / N} \quad (2.4.11)$$

$$x_k = \sum_{i=0}^{N-1} X_i e^{j2\pi ki / N} \quad (2.4.12)$$

(ただし、 $i=0 \sim N-1$ ,  $k=0 \sim N-1$ ,  $N$ : 離散化したデータの個数)

と表される。これを離散的フーリエ変換 (DET: Discrete Fourier Transform) という。FFT は 2 のべき乗個の有限な時系列の離散データに対して高速の離散的フーリエ変換の演算を適用し、周波数スペクトルを得る方法である。

FFT 分析器の構成は図 2.4.4 のようになる。信号入力 (アナログ信号) は、増幅回路で適当に増幅された後、高周波成分をカットする低域通過 (ローパス) フィルタを通り、サンプリング回路、A-D 変換回路を経てデジタル信号に変換される。

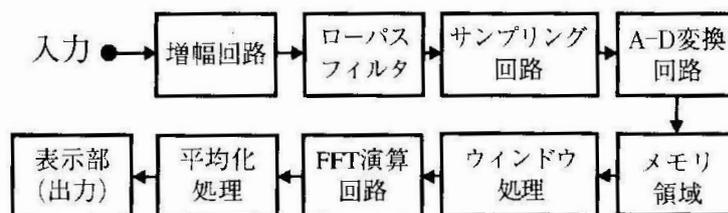


Fig.2.4.4 Configuration diagram of FFT analyzer

いま、図 2.4.5 のような音圧信号をサンプリングする場合を考える。ブロックデータの個数 (サンプリング点数) を  $N$ , 上限となる解析周波数 (ナイキスト周波数) を  $f_m$ , サンプリング周波数を  $f_s$  とすると、これらには以下のような関係がある。

$$\Delta f = \frac{f_s}{N} = \frac{2.56 f_m}{N} \quad (2.4.13)$$

一方、記録時間長  $T_R$  はサンプリング周期  $t_s$  と  $N$ 、 $f_s$  に以下の関係がある。

$$T_R = N \cdot t_s = \frac{N}{f_s} \quad (2.4.14)$$

この2式から

$$\Delta f \cdot T_R = 1 \quad (2.4.15)$$

なる関係が得られる。

したがって、FFT 分析においては、周波数分解能と時間分解能の間にトレードオフが生じる。

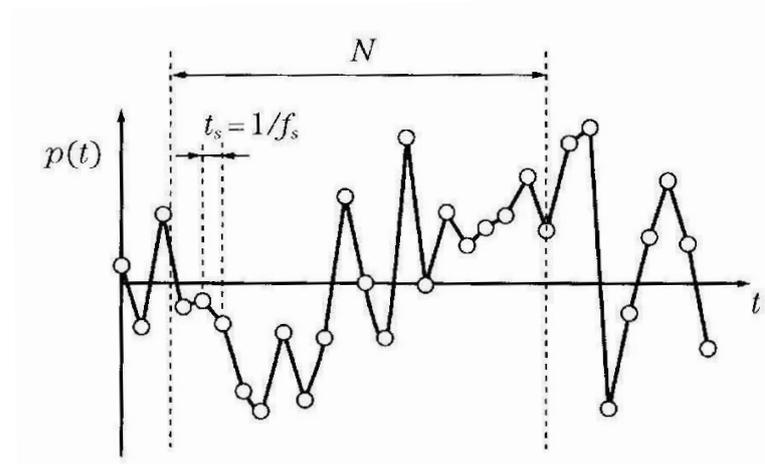


Fig.2.4.5 Sampling of sound pressure signal

#### 2.4.5 オーバーオール

上述の周波数分析を行った後、バンド毎の騒音レベル（音圧レベル）の総和をとった合成レベルをオーバーオールレベルという。

今、周波数バンド毎のバンドレベルを  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $\dots$ ,  $L_n$  [dB] としたとき、オーバーオールレベル  $L_{OA}$  [dB] は、次の式により求めることができる。

$$L_{OA} = 10 \log_{10} \left( 10^{\frac{L_1}{10}} + 10^{\frac{L_2}{10}} + \dots + 10^{\frac{L_n}{10}} \right) \quad (2.4.16)$$

## 第3章 実験装置および方法

### 3.1 ファン構成要素および測定系

#### 3.1.1 ダブルチャンバー

流量と性能の測定はピトー管を用いた流量測定方法と、後述するダブルチャンバーを用いた測定方法がある。

ファンの性能は評価項目が流量だけでなく、騒音や効率など様々であるが静圧  $P_s$ [Pa]と流量  $Q$ [ $m^3/min$ ]によって表された  $P$ - $Q$  特性曲線がファン性能の一般的な指標で、その測定にはチャンバー間の差圧から流量を測る AMCA (Air Movement and Control Association International) STANDARD 210 に準ずるダブルチャンバーを用いた。

図 3.1 に本研究においてファン性能測定に用いたダブルチャンバーの全体図を示した。

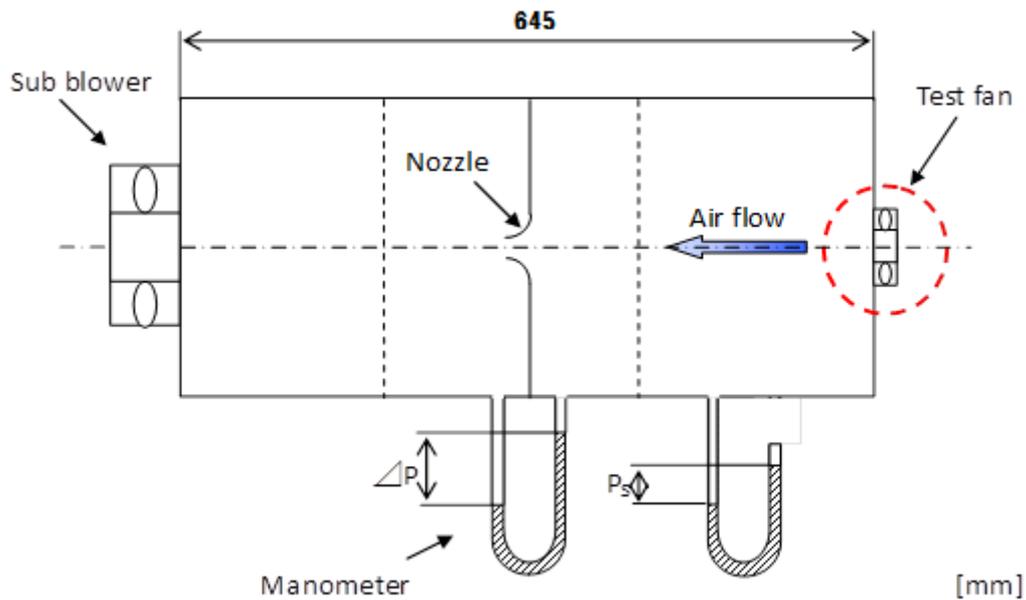


Fig.3.1 Double chamber

このチャンバーの前面に試作ファンを取り付け、排出口に補助ブローを配置する。また 2 つのチャンバーを仕切る板には損失を減らすようなノズルがあり、2 間の差圧や前部チャンバーの静圧はチャンバー壁面の微小孔から測定する。

ダブルチャンバー方式では、前部チャンバーと後部チャンバーの圧力の差からノズルを流れる流体の速度を求めることが出来るため、流量Qはノズルを流れる流速Vとノズル面積A、流量係数Cの式

$$Q = 60 \cdot C \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \sqrt{2 \cdot \frac{g}{r} \cdot 0.10197 \Delta P} \text{ [m}^3\text{/min]} \quad (3.1)$$

C:ノズルの流量係数[-]

D:ノズルの径[m]

$\gamma$ : 空気密度  $(1.293 \times \frac{273}{273+t} \times \frac{P}{1013.25}) \text{ [kg/m}^3\text{]}$

t:温度[°C]

P:大気圧[hPa]

$\Delta P$ :チャンバー間差圧[Pa]

g:重力加速度[m/s<sup>2</sup>]

から算出する。

P-Q 特性の測定にあたっては、補助ブロワーを用い、後部チャンバーの圧力を制御することにより前部チャンバーの圧力を変え、特性曲線上の各流量ポイントを測定することが出来る。

また、ノズルは JIS B 8330 にのっとり吸入口形状になっており、ブロワーだけでなくノズルにおいても流量の制御を可能とするため、ノズルを複数用いたマルチノズル方式を使用している。なお、本研究で用いたダブルチャンバーは9つのノズルを持っている。

### 3.1.2 ケーシング

試作したファンを収めるファンケーシングは、スポーク本数が 4 本で単純な平板となっている。内径 48mm の 50 角のケーシングである。以下に図と写真を示す。

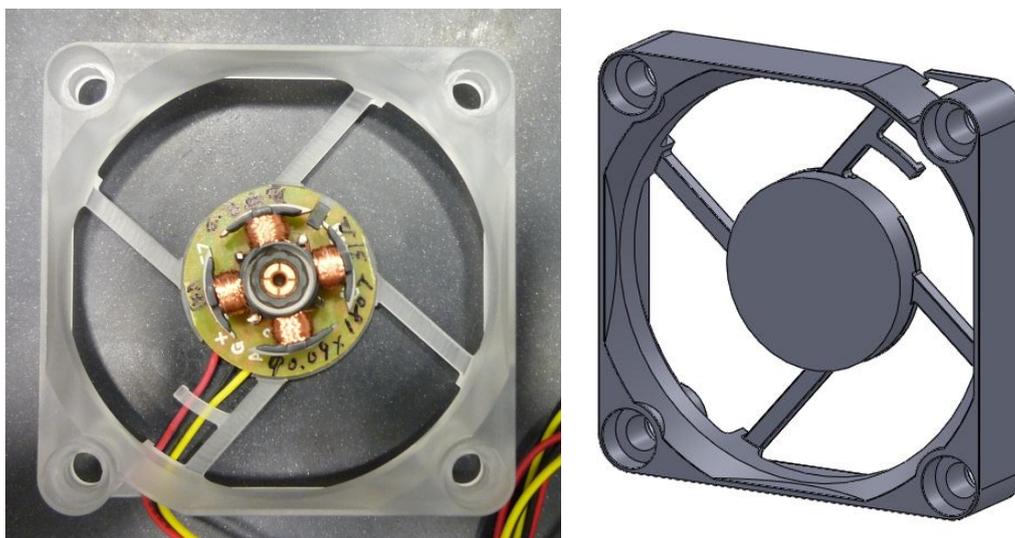


Fig.3.2 Casing

### 3.1.3 音響プレナム

ファンの騒音測定は、JBMS-72-1 に基づき騒音測定プレナムを用いた。使用した騒音測定プレナムを示す。



Fig.3.3 Test plenum

### 3.1.4 測定器および周辺機器

既述したダブルチャンバーの差圧と静圧は以下に示した．CEM社のDT-8890Bデジタルマノメーターを用いてノートパソコンに接続，付属のソフトウェア Manometer 0.5psi によって出力された圧力を10秒平均したものを測定差圧・静圧とした．

また，ファンの回転数測定にはエー・アンド・デイ社のAD-5172デジタルハンドタコメーターを用いて測定を行っている．以下図に使用したタコメータとマノメータの写真と実験状況の簡略図を示す．



Fig.3.4 Measuring instrument  
Left: Manometer, Right: Tachometer

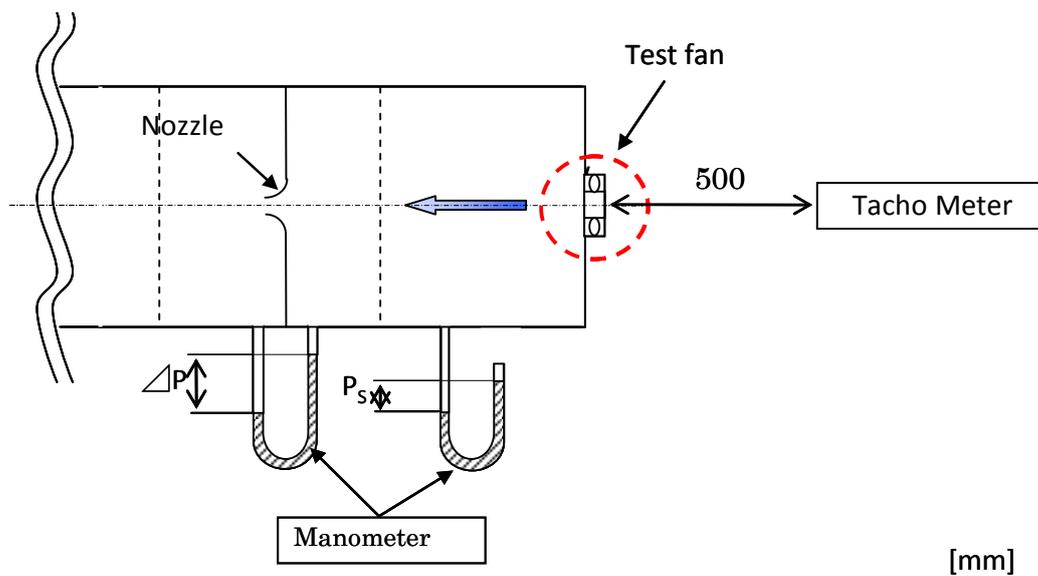


Fig.3.5 Measurement setup

図のように回転計はファン性能への影響を考慮して、供試ファンから約500[mm]の距離に三脚等で固定して測定を行っている。

また騒音測定には、アコー社の精密騒音計 TYPE6234 を使用した。以下に騒音計の写真を示す。



Fig.3.6 Noise level meter

## 3.2 供試ファン設計

### 3.2.1 供試ファンの設計性能

本研究でターゲットとするファンのサイズを決定する。研究目的から小型であり、軸流である必要がある。そのため今回使用した小型軸流ファンは□50mm 厚み 10mm とした。また設計性能を以下のようにまとめた。

Table3.1 Base fan design

Flow Rate $Q$ [ $\text{m}^3/\text{min}$ ]	0.2
Static pressure $P_s$ [Pa]	20
Rotation Speed $N$ [rpm]	7000
Outside diameter $C_2$ [m]	46.6
Inside diameter $C_1$ [m]	26
Air density $\rho$ [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]	1.2
Efficiency $\eta$ [-]	0.5
Hub tip ratio [-]	0.56
Shaft power $W$ [W]	0.13
Axial velocity $C_m$ [m/s]	2.84
Dynamic pressure $P_d$ [Pa]	4.83
Total pressure $P_t$ [Pa]	24.83

この設計性能表より、翼形や取付け角などを従来の設計計算手法を用いて算出する。

### 3.2.2 翼形の空力特性計算

本実験では空力特性を得るため、Java Foil を使用した。Java Foil は反り率，最大反り位置，翼厚等の翼型形状を入力することで 2 次元による翼型形状を表示することができる。この形状より， $Re$ (レイノルズ数)，流速，迎角などを指定することで，揚力係数，抗力係数，揚抗比などを算出する。

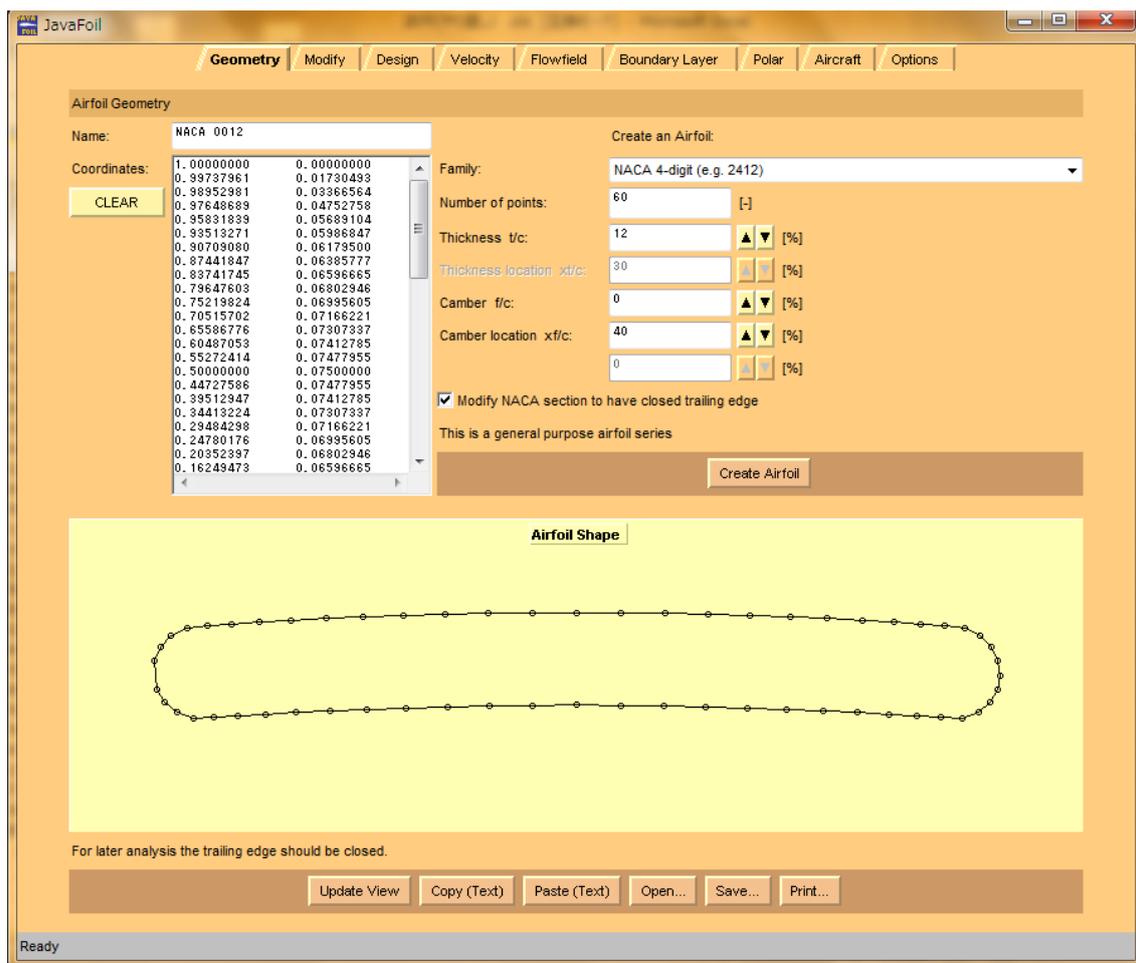


Fig.3.7 Java foil

これにより，抗力等の翼形の空力特性が分かるため最終的なファンの設計パラメータが決定する。

### 3.2.3 供試ファン設計・試作

供試ファンのモデルは 3 次元 CAD ソフト SolidWorks(Dassault Systemes SolidWorks Corporation)を用いて作成した。また実測するファンモデルは 3 次元積層方式によるラピッドプロトタイピング装置を用いた。

設計したモデルを表に示す。また CFD 用に試作したモデルと試作したファンの写真の一例を示す。

Table 3.2 Specifications of tested fans

Fan type	
A	従来設計(入口流速一定)
B	流速分布の値を加味
C	流速分布の逆数 (流速分布を一様にするため)
D	ダクト付(入口流れの整流のため)

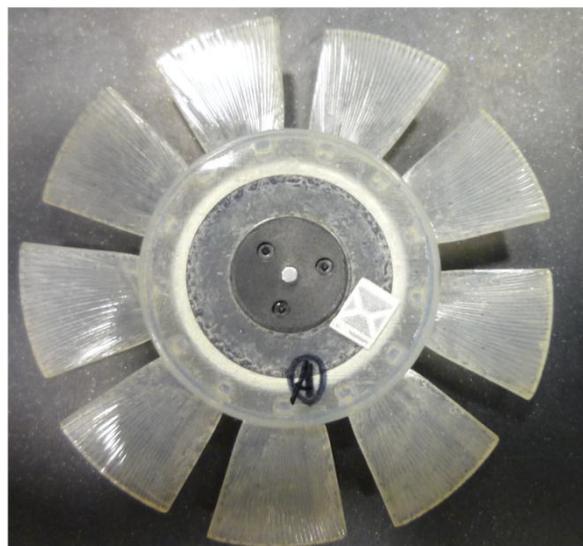
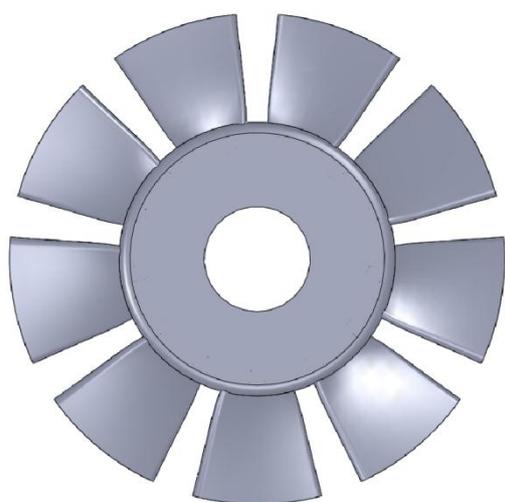


Fig.3.8 Tested fans

Left: Fan for calculation, Right: Fan for measurement

### 3.2.4 ダクト形状

表 3.2 で示したように，入口流れの整流を目的として，ファン入口部にダクトを取り付けた．以下にその概略図を示す．

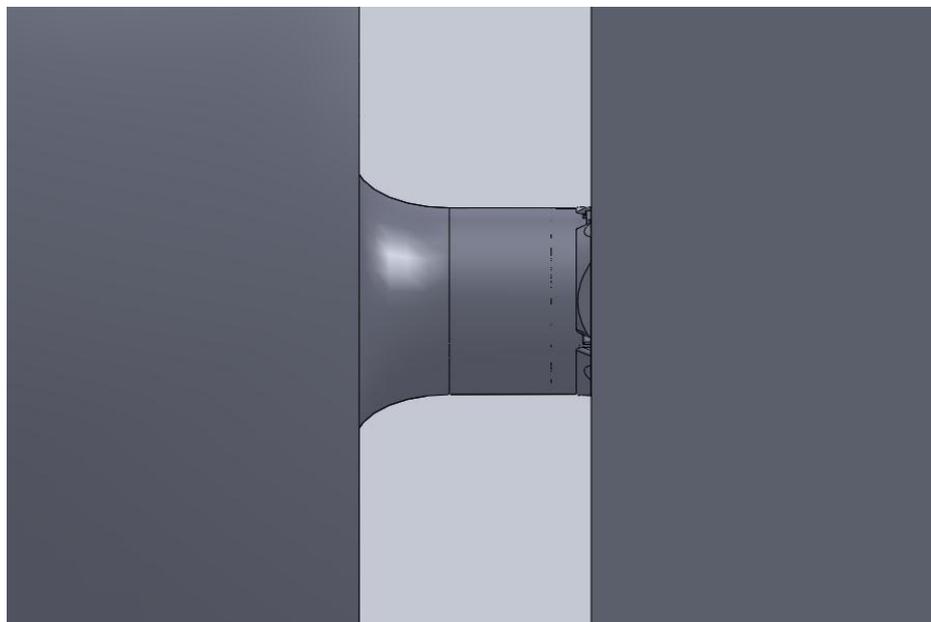


Fig.3.9 Casing shape of tested fan

ダクト長は 50mm とし，ベルマウス形状は付録から流量，静圧共に増加することがわかっており，且つ騒音の軽減も期待できるため設置した．

### 3.3 実験方法

本研究における数値解析と実験の流れは以下の通りである．まず供試ファン  
の設計パラメータを決定する．次に 3 次元 CAD ソフトを用いて 3 次元モデルを  
作成し，供試ファンの性能を評価し得られた入口流速の分布を作成する．それ  
をもとに設計したファンを数値解析と実験の両面から評価する．

#### 3.3.1 性能測定(実測)

試作ファンを実測する際には性能特性の特徴から最大流量を測定し，それを  
もとに最大流量を約 10 点ほど刻み，その際の静圧を測定する．また本実験では  
一般的なファンと違い電源一定ではなく，回転数を一定に調整して性能測定を  
行う．以下に測定時の写真を示す．

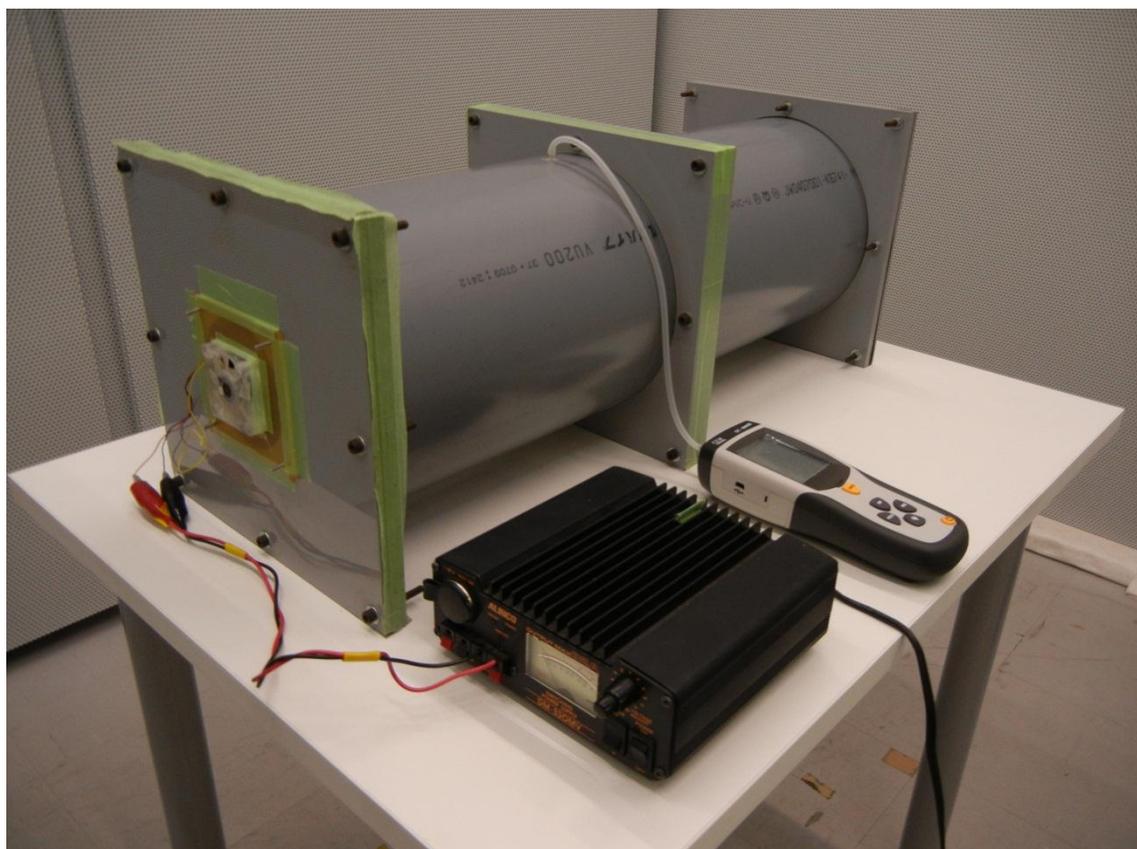


Fig.3.10 Measurement setup

### 3.3.2 数値解析

ファンの性能の計算には、Navier-Stokes 方程式を基礎とした非構造格子系汎用コード(SCRUYU/Tetra)による定常 3 次元解析を用い、乱流モデルは標準 k-ε モデルを用いた。解析領域はファン、ケーシング、スフィア、チャンバーで構成されており、要素数はモデル全体で 1200 万、ファン要素部で 400 万程度である。以下に解析領域の例を 1 つ示す。図 3.11 に数値解析を行った際に使用したモデルの全体図を示しており、点線でかこまれたファン部分を図 3.12 に示す。

境界条件は、スフィア表面を全圧規定 (0Pa) に、ファン表面は回転移動壁、ステータ表面は静止壁と規定した。流量は解析モデルのチャンバーの出口部分の壁面を定義して、解析後壁面の流速をスカラー積分することで算出した。また、静圧はチャンバー後面の表面圧力を静圧とした。静圧効率を求める式を (3.1) に記す。静圧効率を求めるため、動翼部分の圧力モーメントと粘性力モーメントも計算により求めた。

$$\eta = \frac{P_s \times Q}{T \times \omega} \quad (3.1)$$

但し、

$P_s$  : 静圧[Pa]

$Q$  : 流量[m<sup>3</sup>/min]

$T$  : ファントルク Nm]

$\omega$  : 全圧[rad/s]

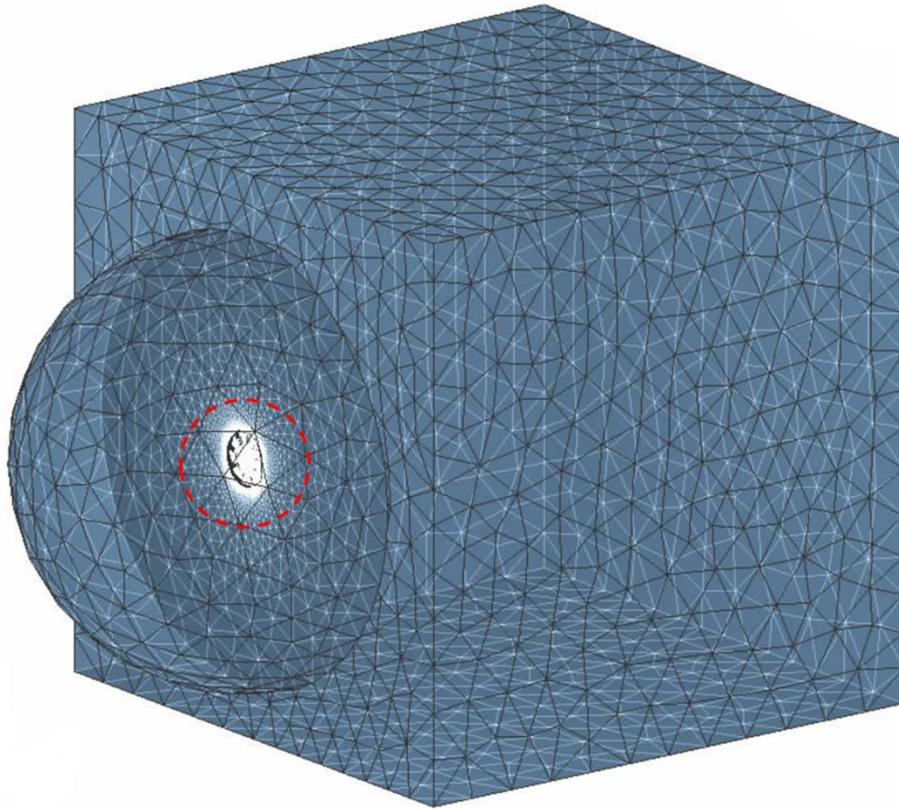


Fig.3.11 CFD simulation model (hole model)

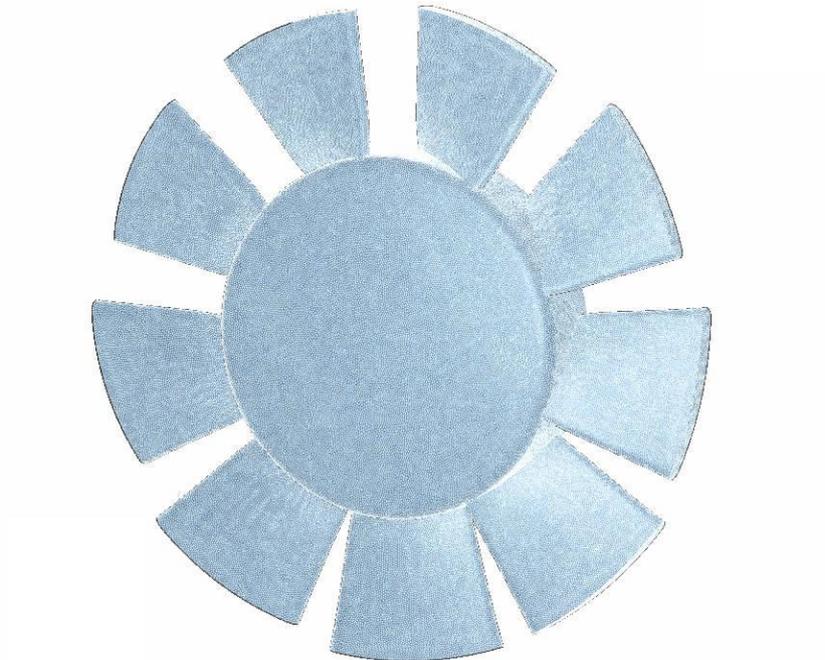


Fig.3.12 simulation model (fan model)

### 3.3.3 騒音測定

ファンの騒音測定は、JBMS-72-1に基づき騒音測定プレナムを用いた。精密騒音計をファン吸い込み口正面1mに羽根車軸の高さに設置して行った。測定したデータはFFTアナライザを用い、羽根車の回転に同期した時間波形の観察を行うとともに、周波数分析を行った。この方法は、プレナム後部のスライダーによって流量を調整し、特性曲面上の各流量ポイントでの騒音測定が可能である。測定様子の概略図を図3.13に示す。

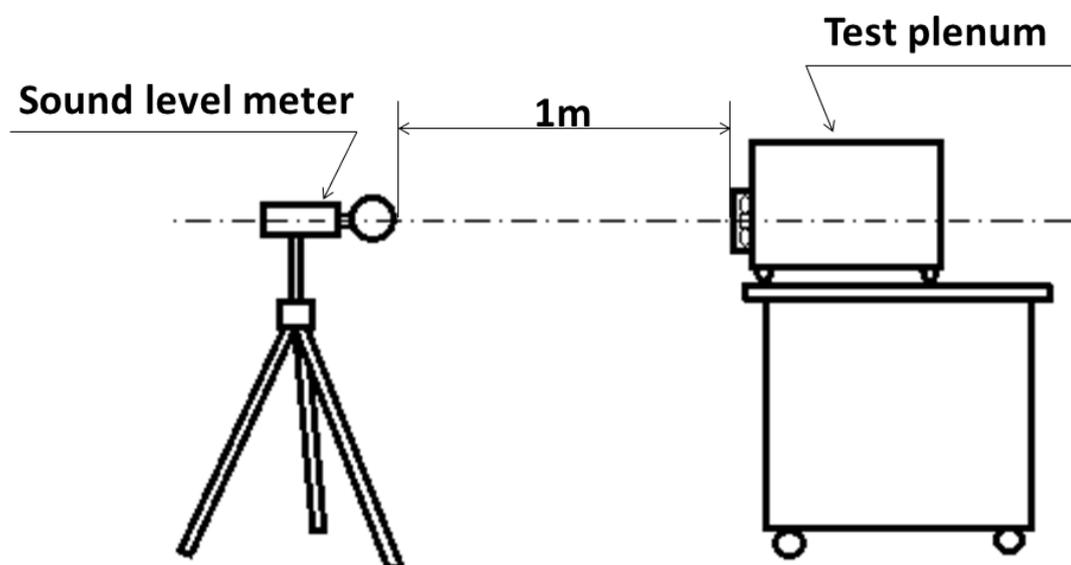


Fig.3.13 Experimental setup of noise measurement

## 第4章 実験結果

### 4.1 実測結果

ダブルチャンバーによって試作ファン A, B, C の性能測定を行った結果を図 4.1 に示す. 縦軸に静圧  $P_s$ [Pa]と横軸に流量  $Q$ [m<sup>3</sup>/min]をとった特性曲線である. 図 4.2 に実験結果と解析結果比較を示す. 縦軸に静圧効率  $\eta$ と横軸に流量  $Q$ [m<sup>3</sup>/min]をとっている. 図 4.1 を見ると, 最大静圧は 56[Pa]から 65[Pa]に変化しており, 最大流量は 0.207[m<sup>3</sup>/min]から 0.246[m<sup>3</sup>/min]まで変化した. 基準のファンと比べて B のファンの性能が改善されており, C のファンでは性能の低下が確認された.

また図 4.2, 図 4.3, 図 4.4 は, 実線が数値解析によって算出した各々のファンの性能曲線であり, 点線が実測によって出した性能曲線である. A の性能曲線を見ると, 実測結果の値が解析結果より最大静圧で約 10[Pa]低くなり, 最大流量で約 0.04[m<sup>3</sup>/min]高くなり, 流量型の性能が現れた. そのファンでも同様の傾向が観測された. しかしながら, 図 4.5 のファン A と B の比較のグラフに示すように, B のファンの性能が改善されるなど, 解析とほぼ同様の傾向を得ることができた. 以上のことより, 解析結果で得られた結果は妥当であると考えられる.

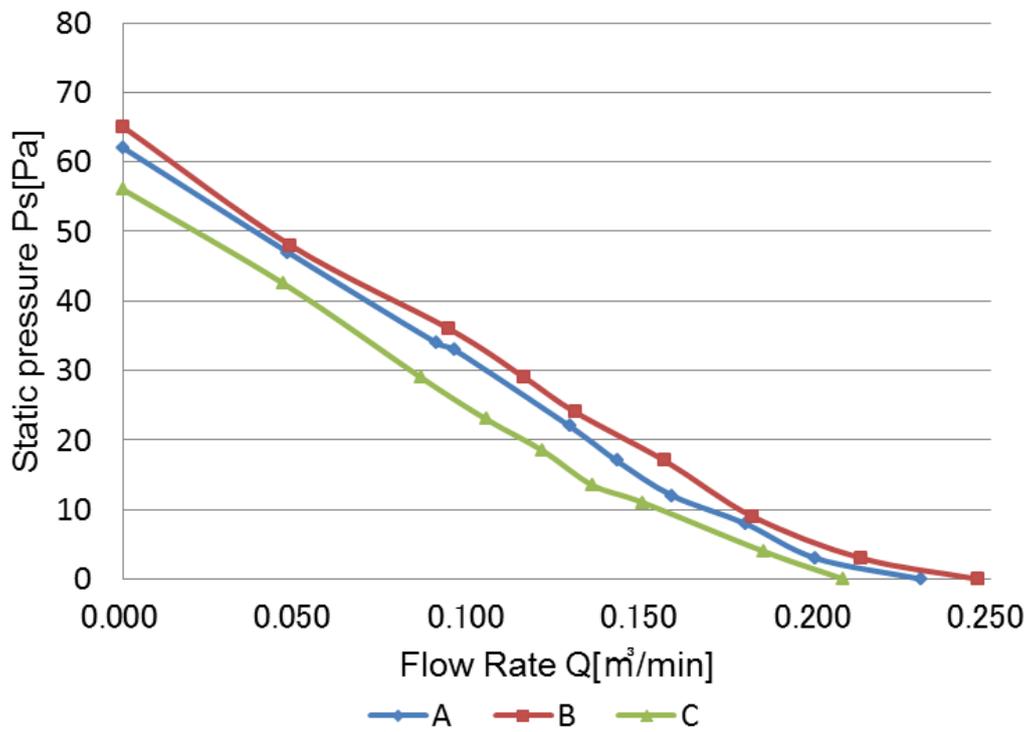


Fig.4.1 Performance curves of measurement

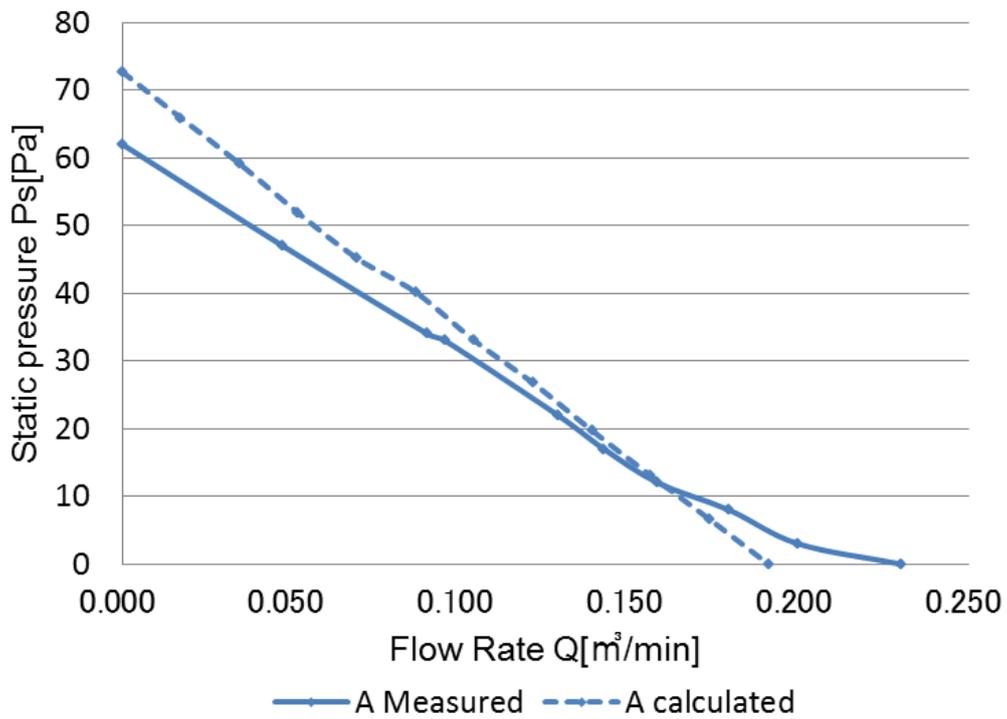


Fig.4.2 Comparison of the performance curves of fan A of measurement and calculation

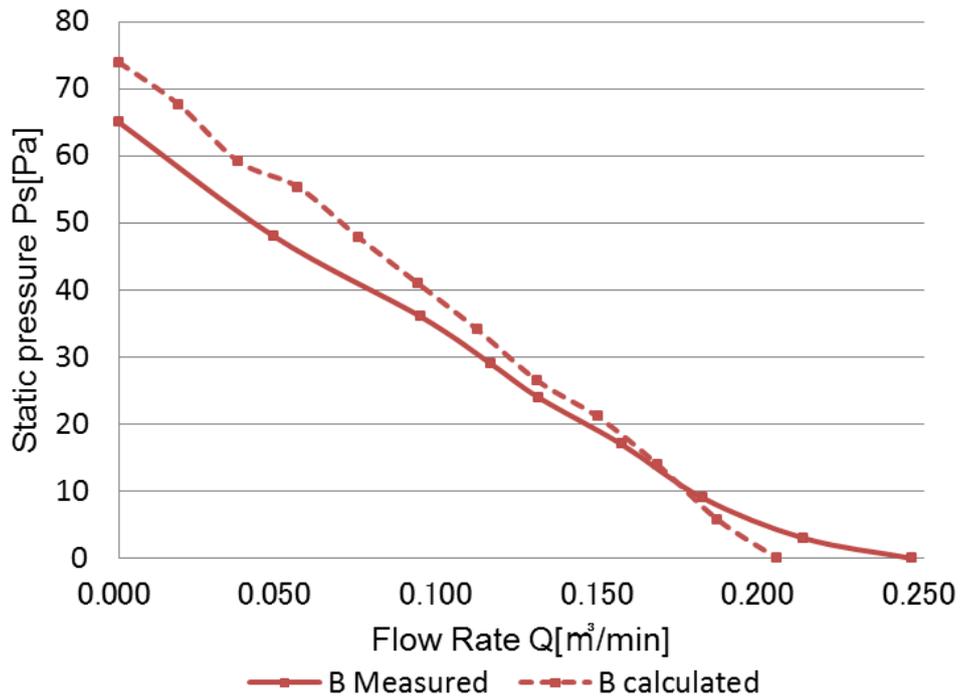


Fig.4.3 Comparison of the performance curves of fan B of measurement and calculation

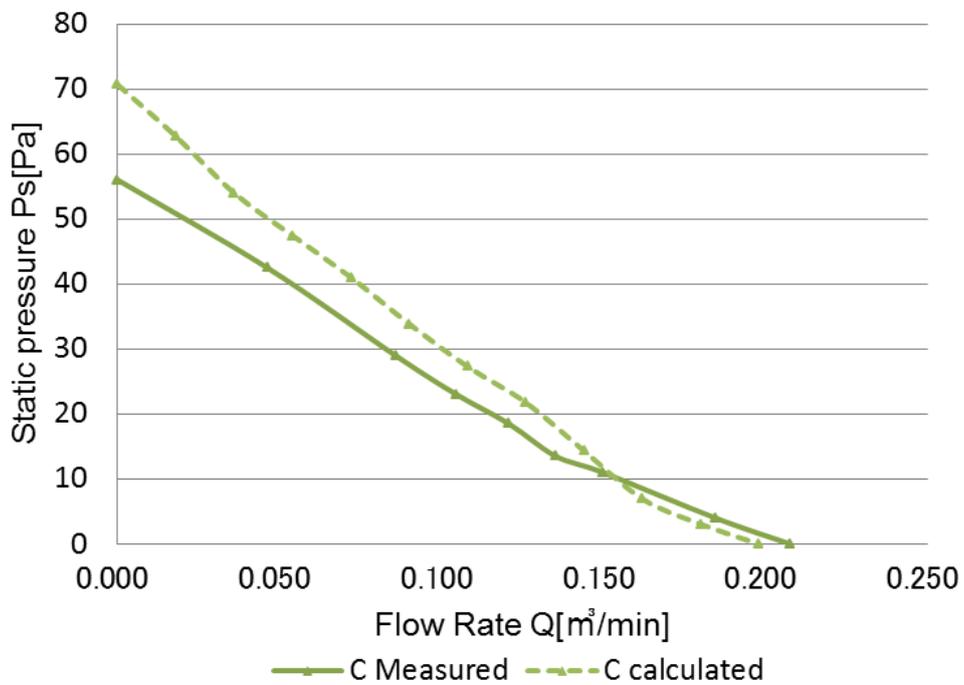


Fig.4.4 Comparison of the performance curves of fan C of measurement and calculation

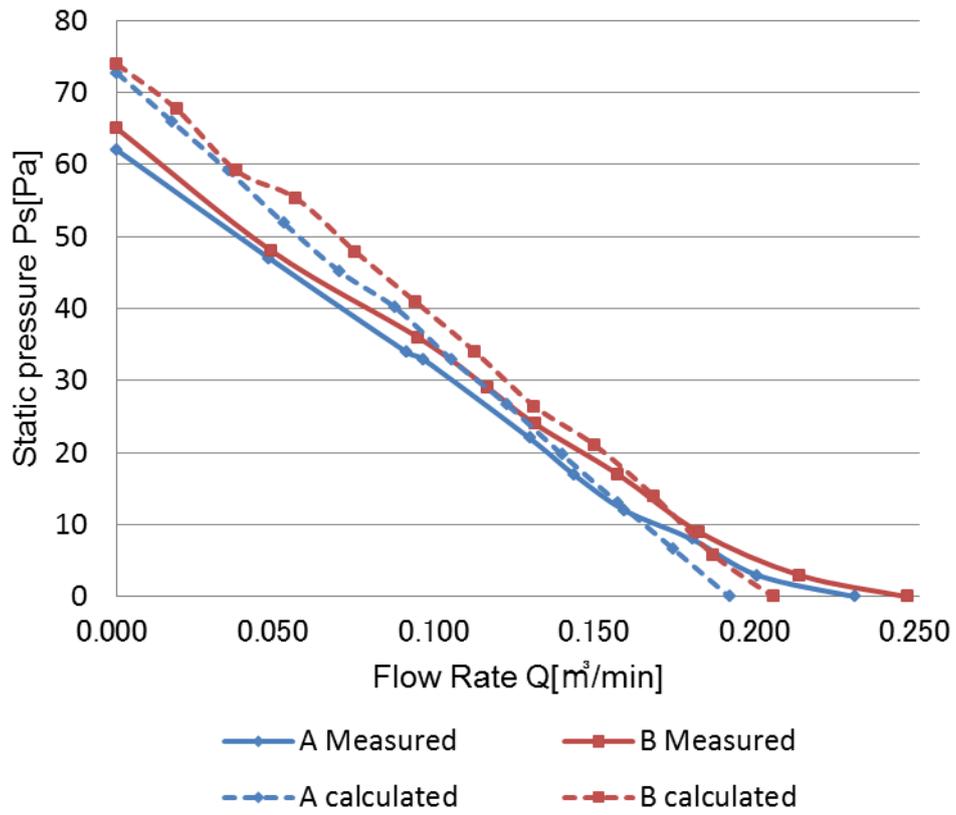


Fig.4.5 Comparison of the performance curves of measurement and calculation

#### 4.2 供試ファンの解析結果

図 4.6 は基準とするタイプ A の数値解析結果について、左側の縦軸に静圧  $P_s$ [Pa]、右側の縦軸に静圧効率  $\eta$  [-]、横軸に流量  $Q$ [ $m^3/min$ ]をとった特性曲線である。最大流量は  $0.191[m^3/min]$ 、最大静圧が  $72.7[Pa]$ となった。また最大効率点は、流量が  $0.121[m^3/min]$ の時に  $22.73[\%]$ となった。

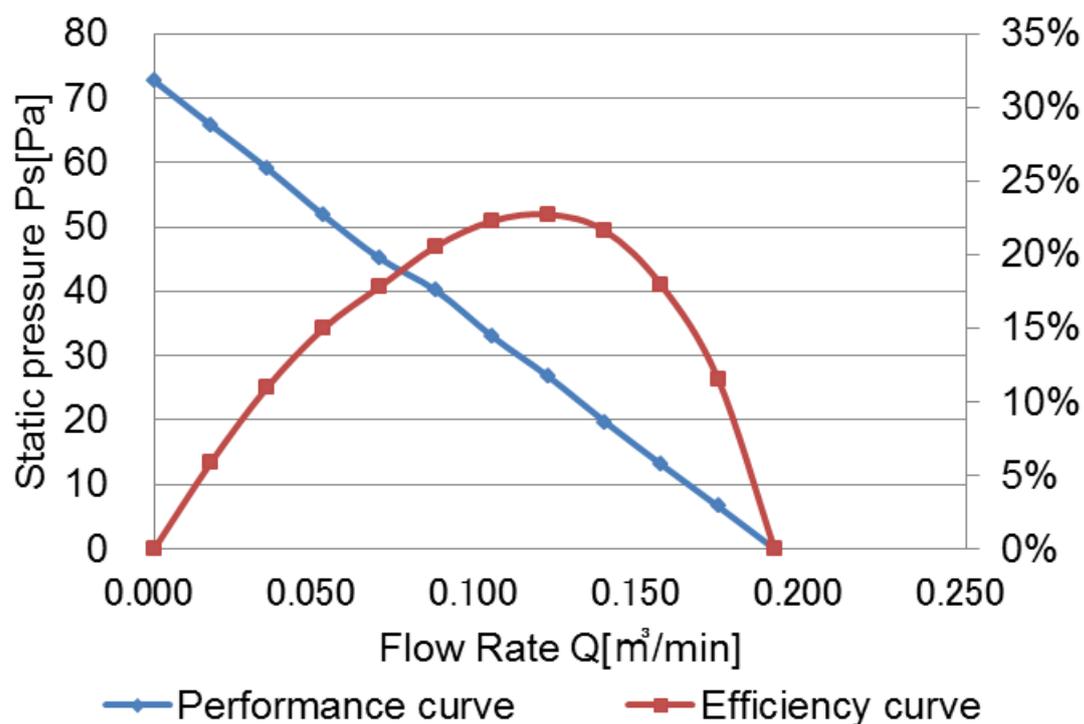


Fig.4.6 Performance curve of fan A

### 4.3 入口流速分布の作成

数値解析結果より得られた値より入口流速分布を作成する。図 4.7 に入口流速分布図を示す。流速が  $7.0[\text{m}^3/\text{min}]$  から  $-7.0[\text{m}^3/\text{min}]$  の間での表示としている。図 4.8 に図 4.7 の入口流速の値を平均したグラフを示している。縦軸に入口平均流速を 100% とした時の流速[%] を、横軸は羽根スパン方向に対応している。

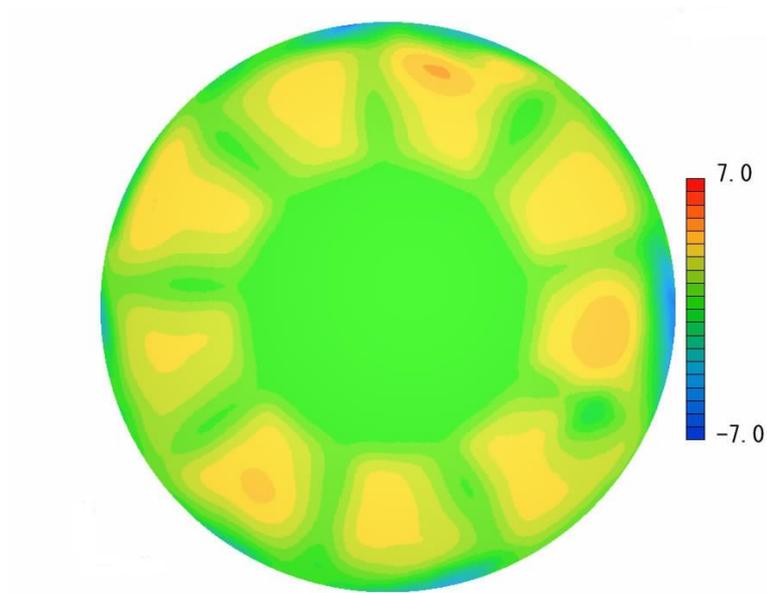


Fig.4.7 Flow velocity distribution

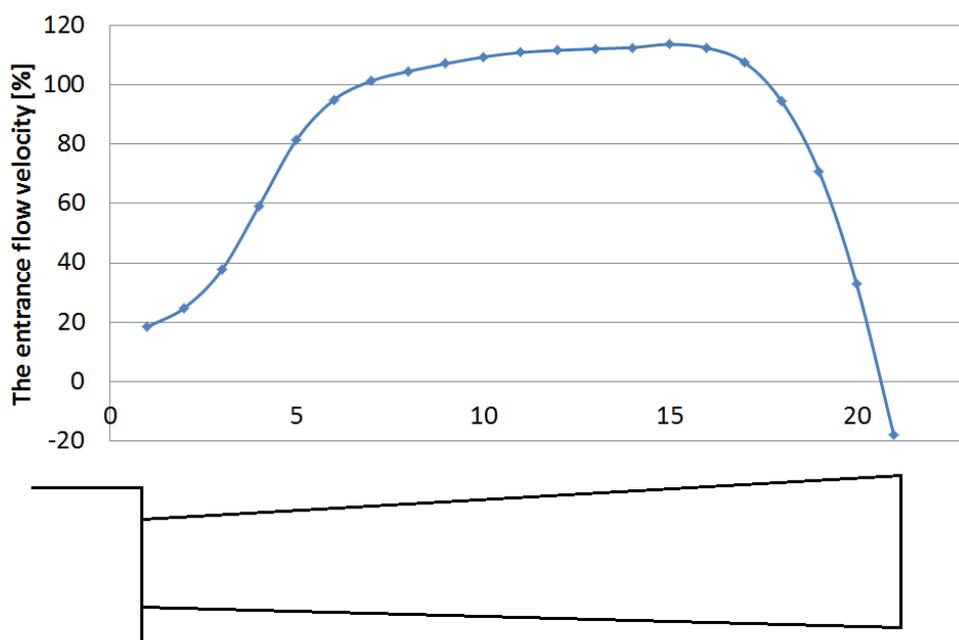


Fig.4.8 Flow velocity distribution of the direction of span

図 4.8 を見ると、ハブとチップ部分で流速が極端に減少していることを示しており、ハブとチップ部の羽根は十分な仕事をしていないことが分かった。これは、モーターやケーシング形状の影響で流体が軸方向に直線的に入っていないことが原因として挙げられる。

また、羽根チップ部分での速度欠損の原因を調べるために羽根表面の空気の流れを確認した。図 4.9 に羽根の負圧面の流線の様子を示し、図 4.10 に正圧面での流線の様子を示す。どちらも羽根表面でスパン方向の流れが発生していることが観測できた。この流れにより流体が遠心的な力を受け、ケーシング壁と衝突することが考えられる。その衝突した流体がファン入口方向と出口方向に分かれてしまい、チップクリアランス部で逆流が発生し、入口流速の邪魔をしていることも考えられる。

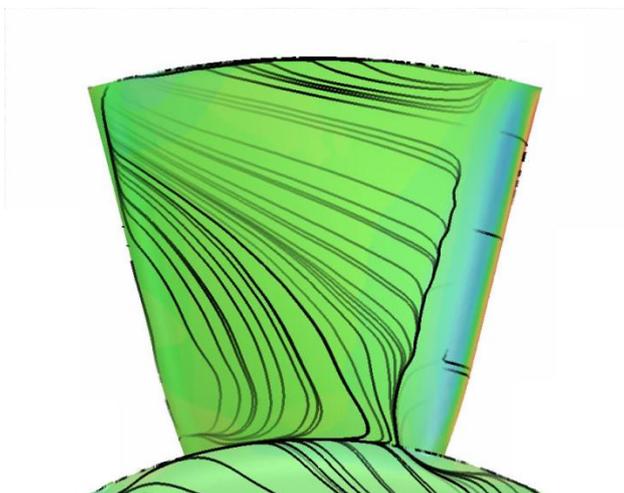


Fig.4.9 Streamline on the suction surface of blade in fan A

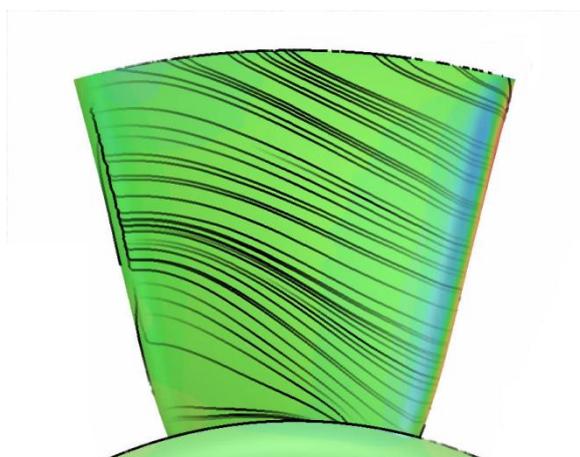


Fig.4.10 Streamline on the pressure surface of blade in fan A

#### 4.4 試作ファンの設計・解析結果

図 4.8 で得られた入り口流速分布をもとにファン設計を第 3 章の表 3.2 のように B,C,D の 3 通り行った。B は、得られた入口流速分布から各ハブチップ比に対応した  $C_m$  の値を組込み設計した。但しチップ部は 100%で設計としている。C は B と同様の設計だが、入口流速分布を一定にする目的で、図 4.8 のグラフの逆数を  $C_m$  に組み込んだ。D は、入口流速の整流とチップ部の逆流を防ぐ目的でダクトを付けた。ダクト長は 50mm, ベルマウス形状である。また羽根は A の羽根を使用した。図 4.11, 4.12 に各々のモデルを示す。図 4.13～図 4.15 に各ファンの解析結果を示す。縦軸に静圧  $P_s$ [Pa]と静圧効率  $\eta$  [-], 横軸に流量  $Q$ [m<sup>3</sup>/min]としている。また図 4.16 に性能特性の比較, 図 4.17 に効率比較を示す。

図 4.16 の性能曲線を見ると、最大静圧ではほとんど違いはないが、基準のファン A の性能と比較して、全領域で B のファンの性能が上回っていることが分かった。また、C のファンではほとんど下回り、D のファンでは高流量域のみで性能向上が観測された。

図 4.17 の効率曲線では、最大効率で B が最も高く、ADC の順に効率が低くなっていることが観測された。以上のことより性能・効率の両面から見ても B のファンが優れていることが分かった。

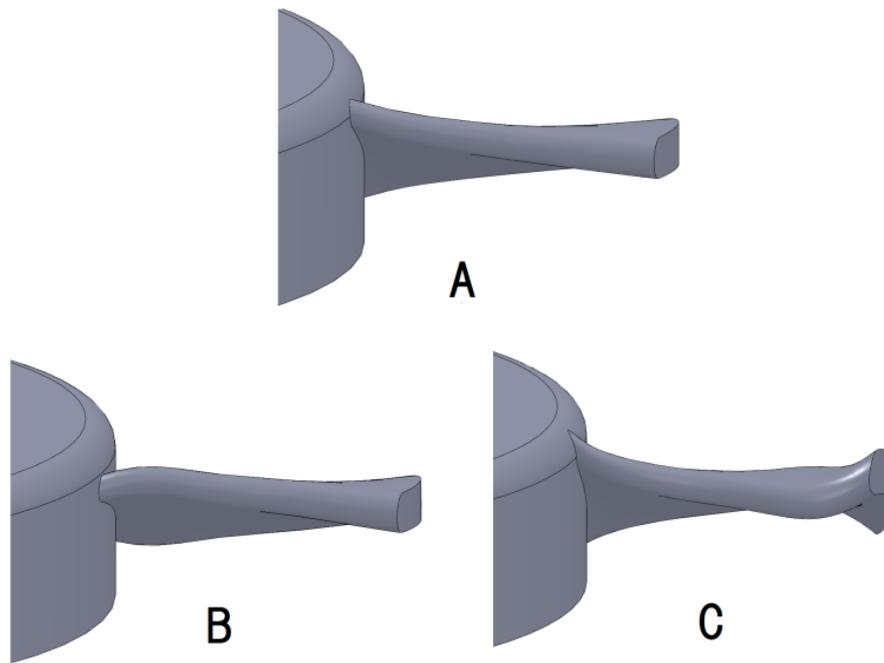


Fig.4.11 Blade shape of tested fans

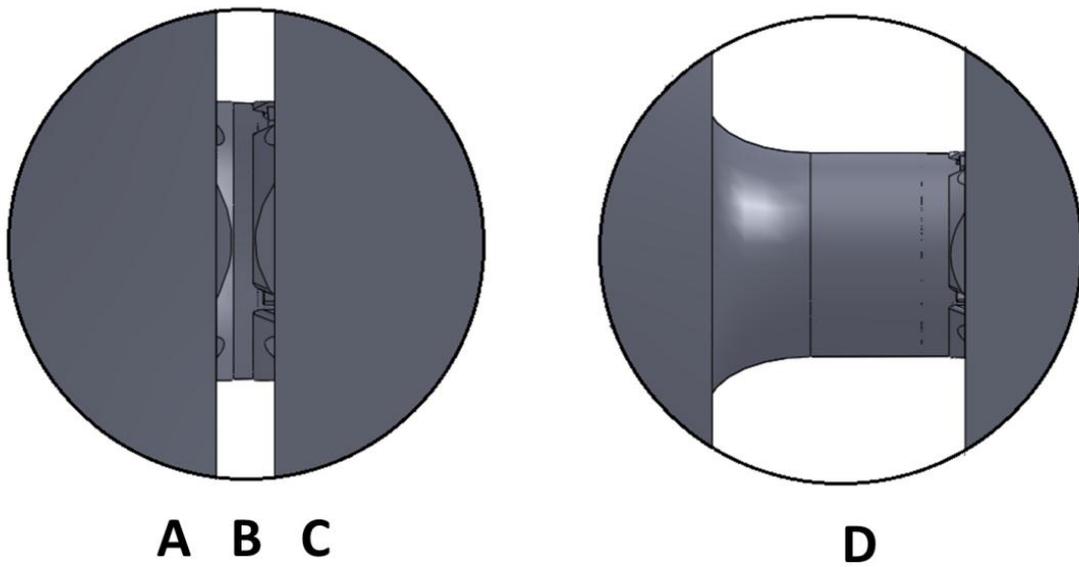


Fig.4.12 Casing shape of tested fans

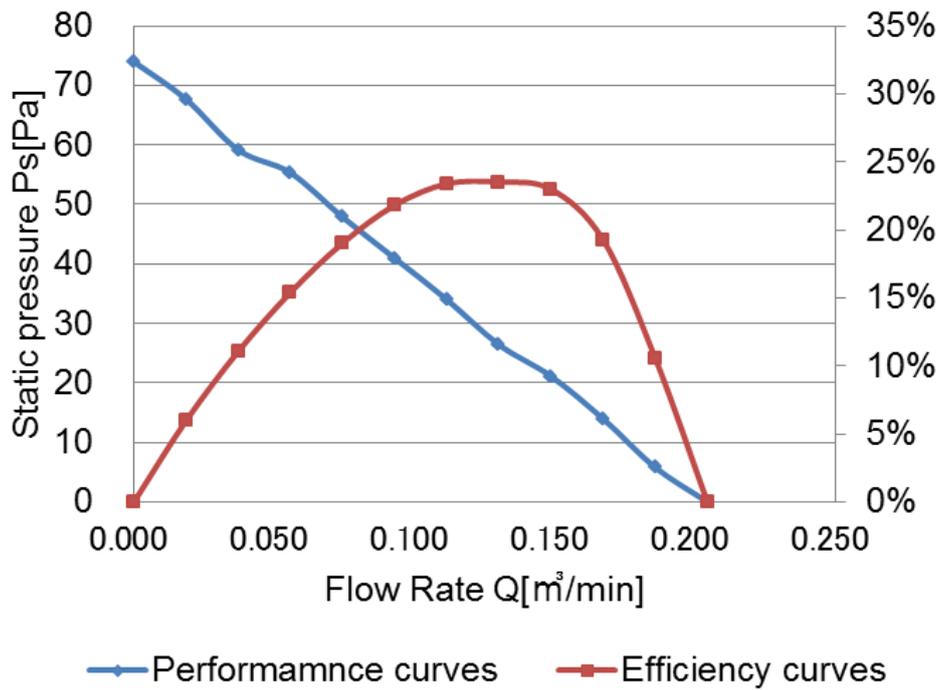


Fig.4.13 Performance curve of fan B

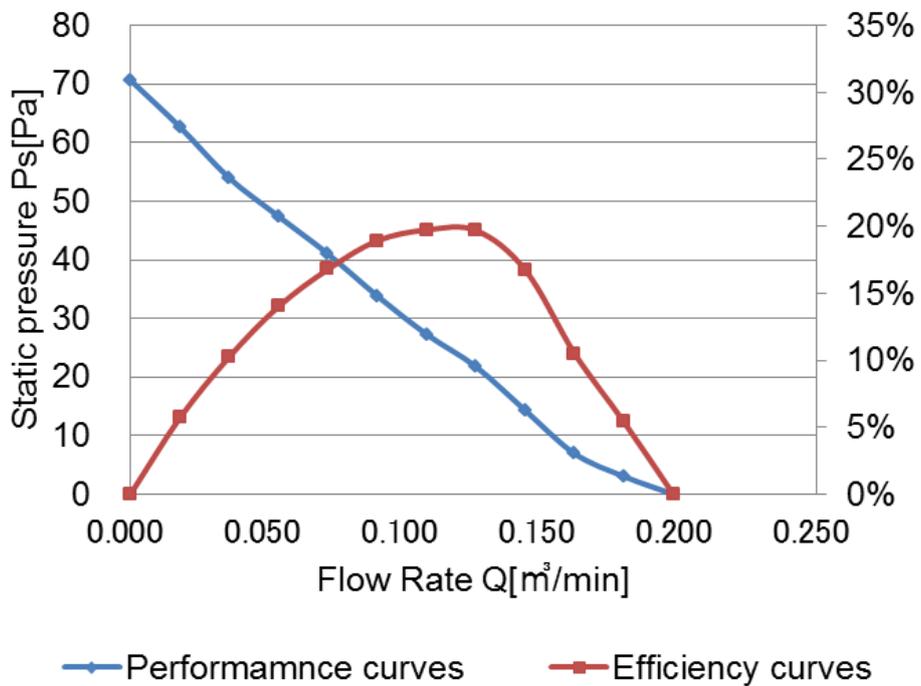


Fig.4.14 Performance curve of fan C

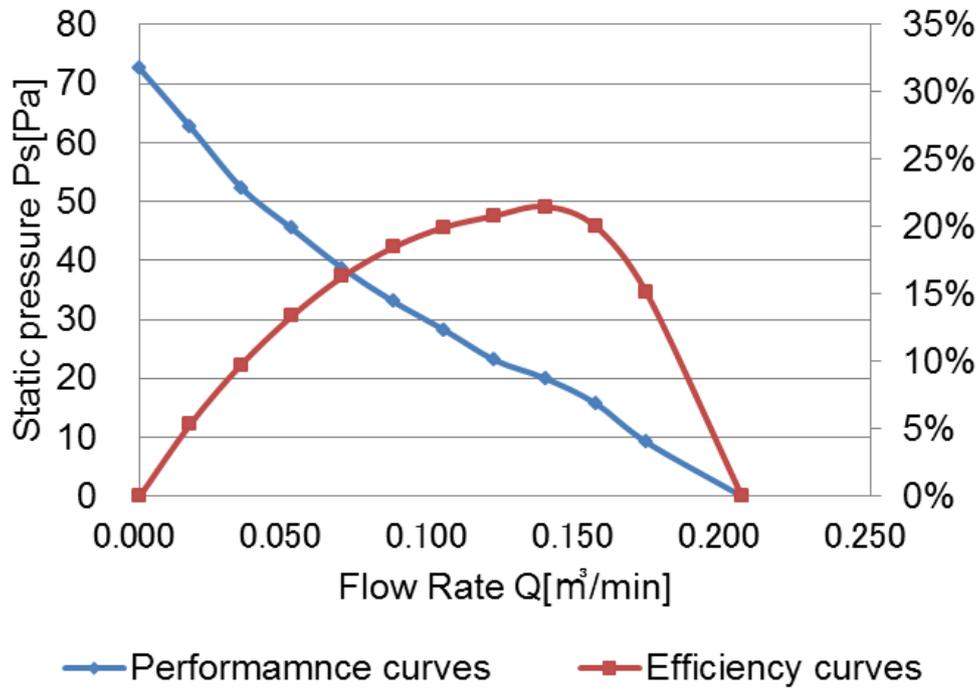


Fig.4.15 Performance curve of fan D

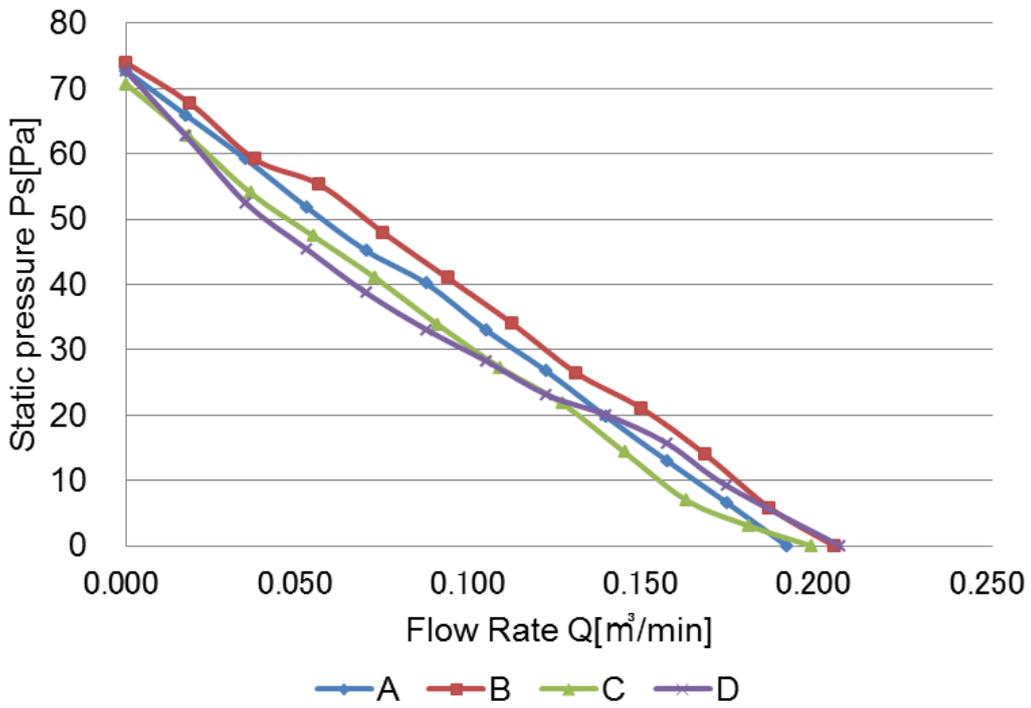


Fig.4.16 Performance curves of calculation

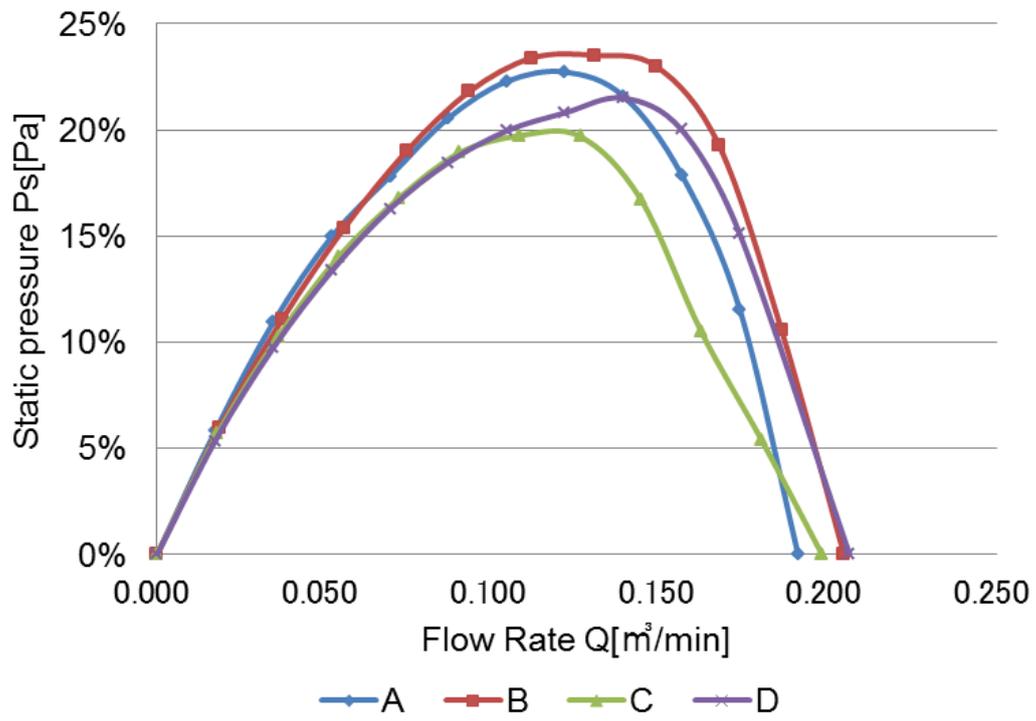


Fig.4.17 Efficiency curves of calculation

#### 4.5 数値解析による内部流れの検討

数値解析によって翼周りの乱流エネルギーの分布を確認した。乱流エネルギーは、乱れの大きさを示していることから、効率の低下になると考えられる。基準のファン A と性能が改善されたファン B との比較を行った。図 4.18 に羽根ハブ付近での乱流エネルギー分布、図 4.19 に羽根中央部の乱流エネルギー分布を示す。図 4.20 に羽根チップ付近の乱流エネルギー分布を示す。

図 4.18 と図 4.19 を見ると羽根前縁部と羽根後縁部に、図 4.20 を見ると羽根後円部に乱流エネルギーのかたまりが存在していることが観測された。しかし、現状の流速分布に合致した翼取付け角としたファン B の方が、特に羽根後縁部で乱流エネルギーが抑制されていることが分かった。

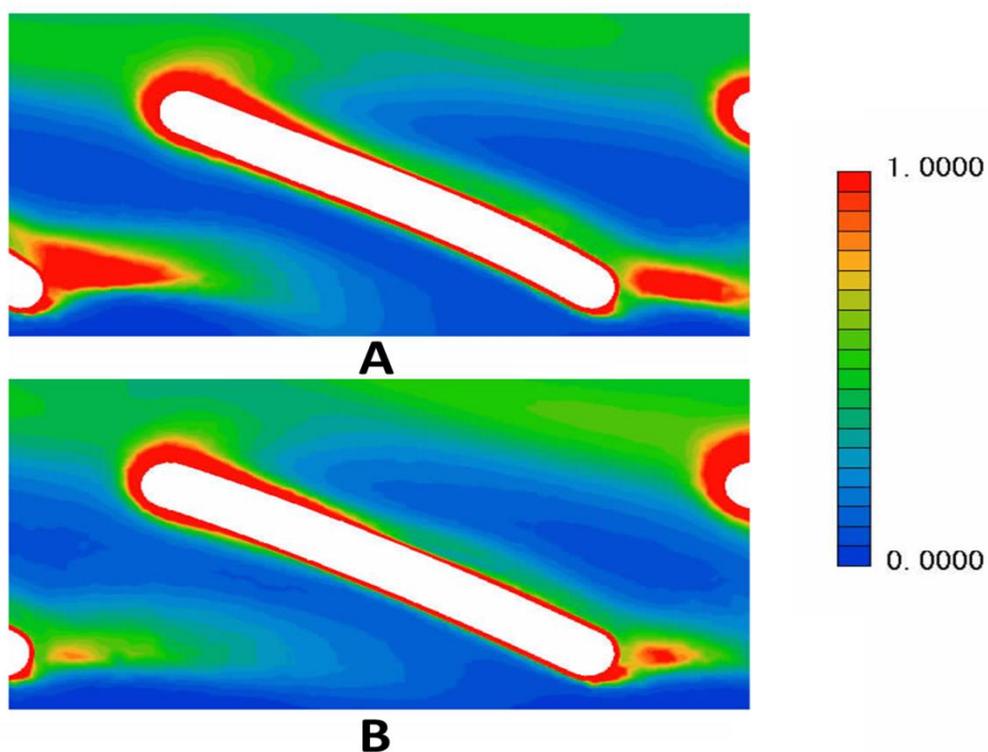


Fig.4.17 Turbulent energy distribution of a hub

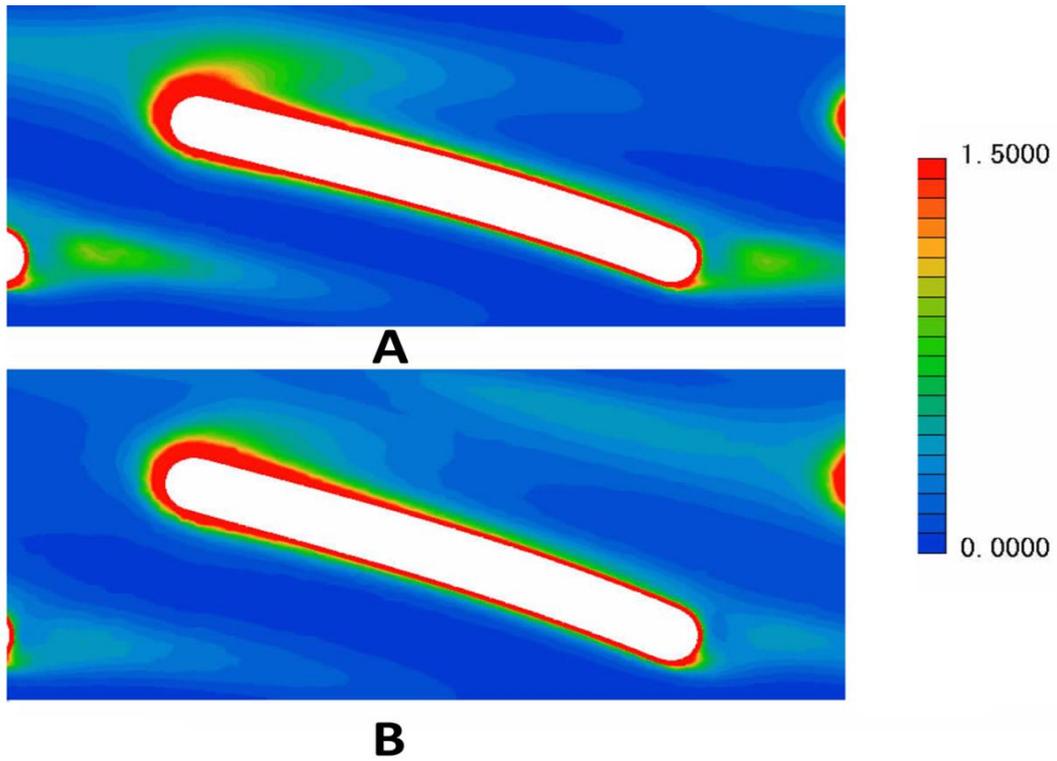


Fig.4.19 Turbulent energy distribution of mid span

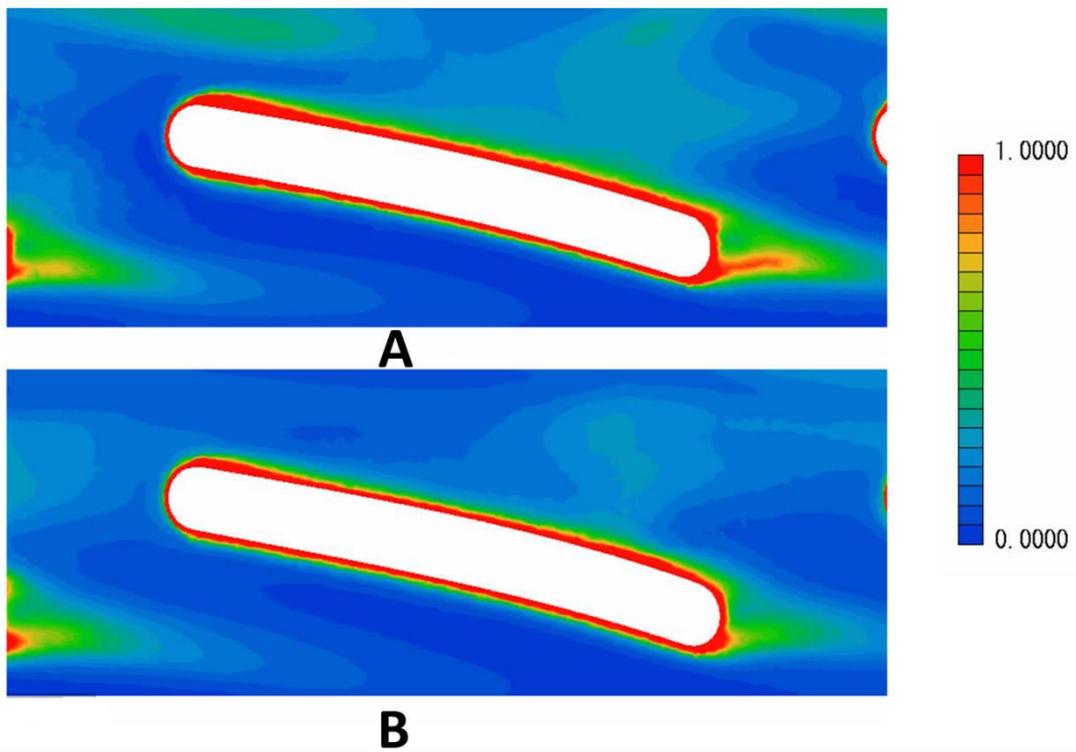


Fig.4.20 Turbulent energy distribution of a chip

#### 4.6 騒音測定結果

騒音測定は、従来設計のファン A、入口流速分布をそのまま設計に組み込んだファン B、入口流速の逆数を組み込んだファン C の3つを行った。図 4.21 に各ファンの各流量時の測定結果を示す。縦軸に音圧レベル[dB]、横軸に流量[m<sup>3</sup>/min]としている。どのファンでも似た形状をしていたが、最大流量時では、C のファンが低騒音で、B のファン騒音が増大し、性能と騒音の間でトレードオフが発生していた。

また図 4.22 に最高効率点での FFT 騒音特性比較、図 4.23 に最大流量時の FFT 騒音特性比較を示している。縦軸に音圧レベル[dB]、横軸に周波数[Hz]とした。同様に図 4.24 に最高効率点での 1/3 オクターブ騒音特性比較、図 4.25 に最大流量時の 1/3 オクターブ騒音特性比較を示す。縦軸に音圧レベル[dB]、横軸に 1/3 オクターブバンド中心周波数[Hz]をとる。FFT 騒音周波数では全てのファンで翼通過周波数である 1050[Hz]付近でピーク成分が出ていた。ファン B のピーク成分が最も大きくなっていることもわかった。1/3 オクターブ騒音特性では、A のファンの SPL 値が大きくなっていることが観測された。

しかしながら、図 4.21 でもわかるように最高効率点（流量が 0.1~0.14 m<sup>3</sup>/min 付近）でのオーバーオール値に大きな差異は観測されなかった。また基本的に小型軸流ファンの作動点は、最大流量時ではないことが多いため、必ずしも B のファン騒音が最も大きいといえないと考えられる。

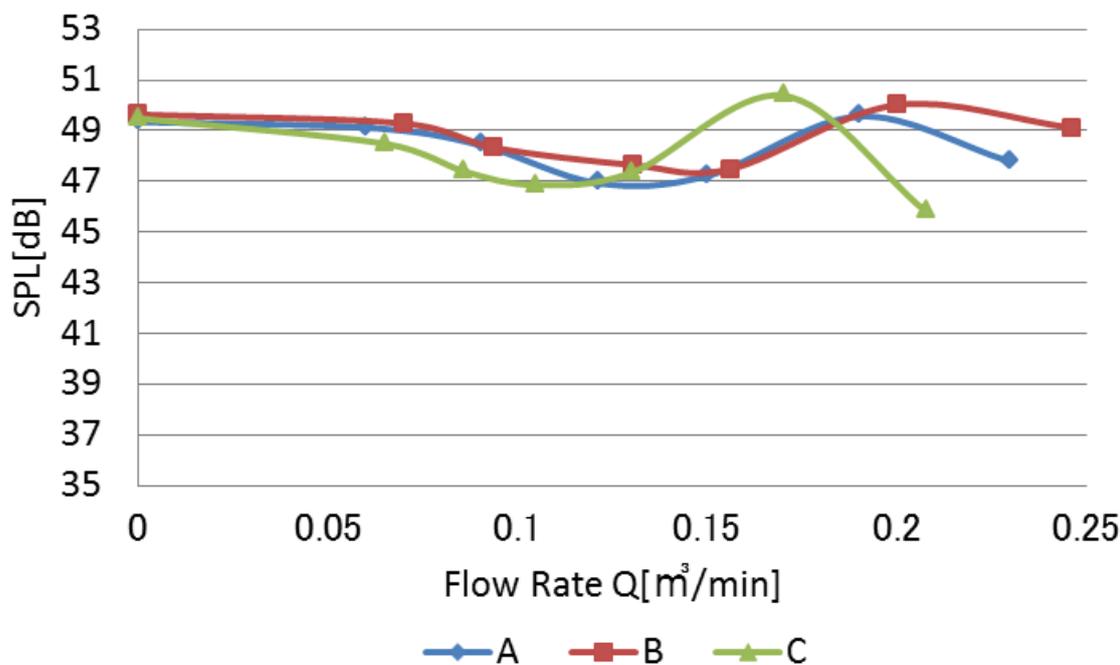


Fig.4.21 Noise characteristics of tested fan

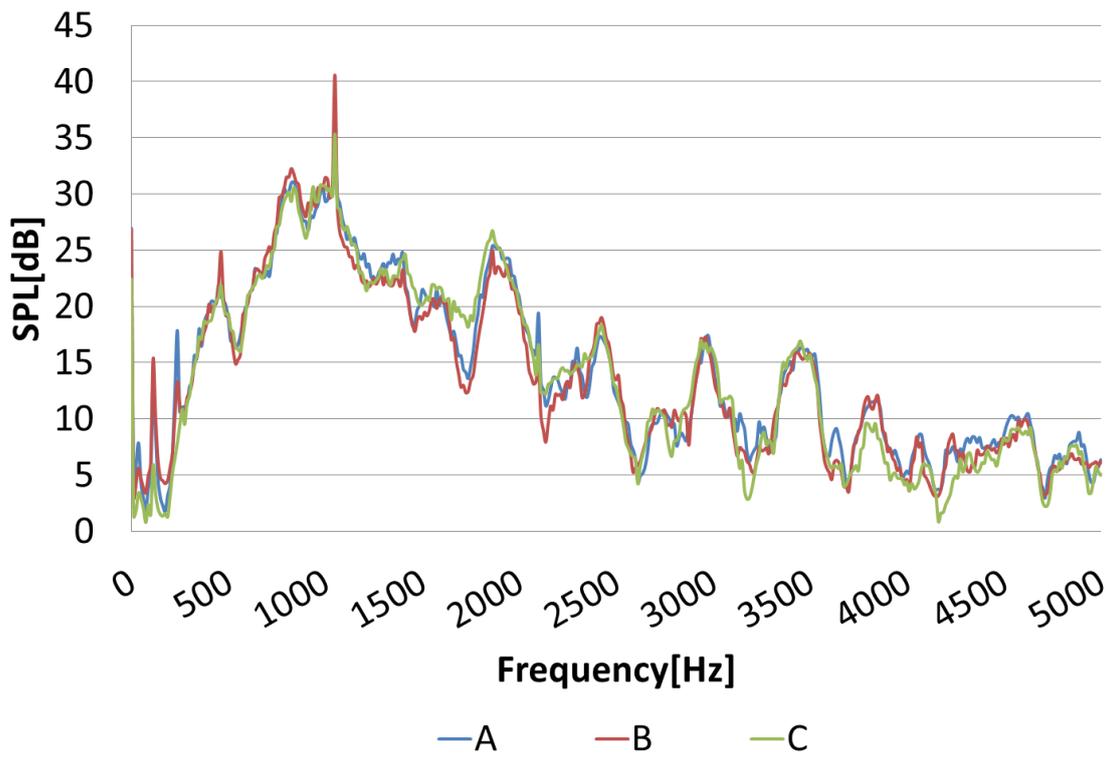


Fig.4.22 Comparison of the noise spectra in a best efficiency point

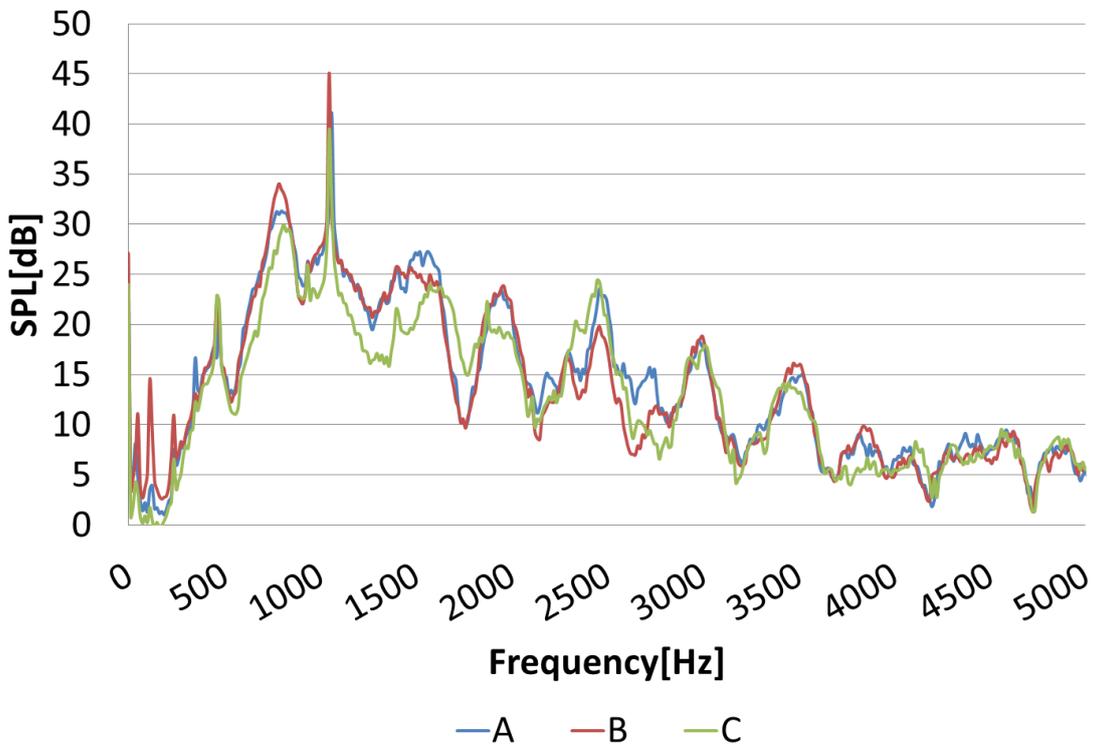


Fig.4.23 Comparison of the noise spectra in the maximum flow

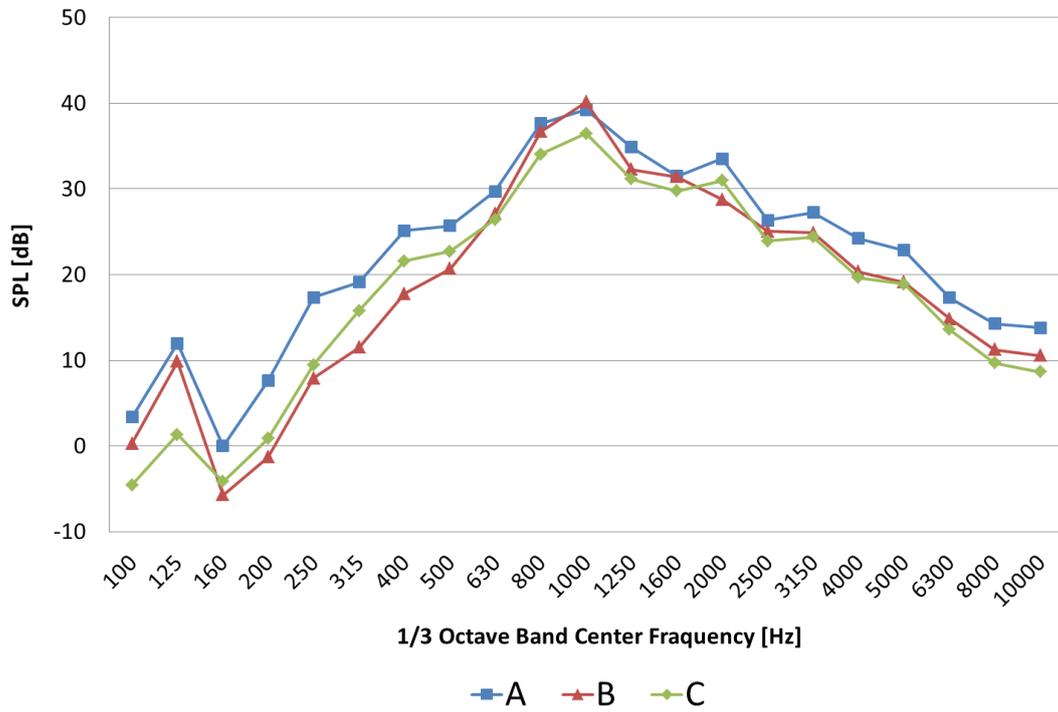


Fig.4.24 1/3 octave band noise spectrum in a best efficiency point

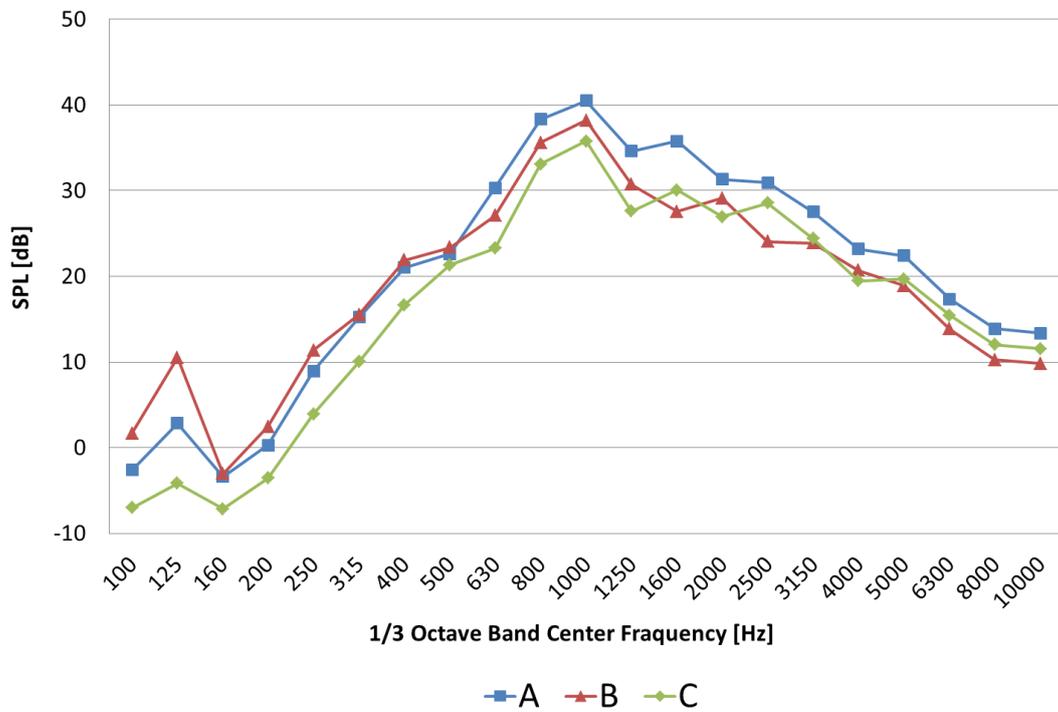


Fig.4.25 1/3 octave band noise spectrum in the maximum flow

## 第5章 結論

小型軸流ファンの効率向上を目的として、羽根スパン方向の入口流速分布を種々考慮した羽根車を設計し、数値解析による性能推算および流れの観察、また試作による検証を行い、以下の知見を得た。

- (1) 入口流速分布は羽根スパン方向に一定ではなく、羽根車ボス部やチップクリアランスの影響を大きく受け、設計速度に対して羽根根元と羽根先端部で流速は大きく減少し、中央付近では増加していることがわかった。
- (2) この流速分布を考慮して設計を行った結果、現状の流速分布に合致した翼取付け角としたファンが、性能、効率ともに向上した。
- (3) 損失発生の様子を観察するため、数値解析によって羽根周辺の乱流エネルギーを調べた。その結果、従来設計のファンでは、羽根後縁部に乱流エネルギーが集中していたのに対し、流速分布に合致した翼取付け角としたファンでは、乱流エネルギーの減少が確認された。
- (4) 種類のファンの騒音測定を行った結果、どのファンも似た傾向であったが、最大風量時では、流速分布の逆数を翼取付け角としたファンが最も低騒音であり、現状の流速分布に合致した翼取付け角としたファンの騒音が増大してしまい、性能とのトレードオフが発生していた。しかし、最高効率点付近での騒音ではあまり差異が見られなかった。

## 第 6 章 参考文献

- 1) *Martin Hepperle.*, Java foil, (<http://www.mh-aerotoools.de/airfoils/>)
- 2) 竹田光一・御法川学・Wanho Jeon・Tae-Gyun Lim・Hyunki Hong:汎用 CFD による小型軸流ファンの空力騒音の調査と実験的検討, 第 68 回ターボ機械協会沖縄地方講演会, 2012
- 3) 鈴木昭次:電子機器設計のためにファンモータと騒音・熱対策, 工業調査会, 2001
- 4) 御法川学・伊藤孝宏:Cradle Viewer で見る流体力学, 日本興業出版, 2010
- 5) 小林大作:ターボ機械 - 入門編 - [新改訂版], 日本工業出版, 2006
- 6) Software Cradle: user's guide of SCRYU/Tetra Ver.8  
2009

## 謝辞

本研究を進行するにあたり、常に適切な御指導および御助言をして頂いた指導教員であります御法川学教授に対し深い感謝の意を表します。

そして、実験装置の提供及び研究に関する御助言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、実験作業や解析作業等に尽力して頂いた、本研究室修士2年生春日憲人君、山田雄介君及び御法川研究室の皆様に感謝いたします。