

平成26年度 学位論文

高効率低騒音冷却ファンの計算設計手法に関する研究

Study on computational design approach to high-efficiency and  
low-noise engine cooling fan

専攻名 機械システム工学専攻

学籍番号 1291202 氏名 小林 裕児

# 目次

<b>1章</b>	<b>緒言</b>	<b>page.1</b>
	1.1. 研究背景	
	1.2. 既往研究及び本研究の位置づけ	
	1.2.1. 冷却ファン	
	1.2.2. POD (Proper Orthogonal Decomposition)	
	1.3. 研究目的及び本論文の構成	
<b>2章</b>	<b>数値計算予測手法</b>	<b>page.7</b>
	2.1. RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation )	
	2.2. LES (Large Eddy Simulation)	
	2.3. 冷却ファンの計算予測手法	
	2.3.1. MSM (Momentum Source Model)	
	2.3.2. MRF (Multiple Reference Frame)	
	2.3.3. SLM (Sliding Mesh)	
	2.3.4. OSM (Overset Method)	
	2.4. 標準壁関数	
<b>3章</b>	<b>軸流ファンに関する設計指針の提案</b>	<b>page.19</b>
	3.1. 検討概要	
	3.2. 翼面積がファン性能に及ぼす影響	
	3.3. 翼形状がファン性能に及ぼす影響	
	3.4. 翼の取付け角度がファン性能に及ぼす影響	
	3.5. 本章のまとめ	
<b>4章</b>	<b>POD のファン解析への適用</b>	<b>page.61</b>
	4.1. 検討概要	
	4.2. POD モードの基本的な性質	
	4.3. POD モードと乱流エネルギーカスケードの関係	
	4.4. POD を用いたファン周辺流れ構造の抽出	
	4.5. 本章のまとめ	

<b>5章</b>	<b>POD の騒音解析への適用の可能性</b>	<b>page.91</b>
	5.1. 検討概要	
	5.2. 検討方法	
	5.3. 計算結果及び POD 可視化結果	
	5.4. POD を用いた音と流れの相関関係究明に関する考え方	
	5.5. 本章のまとめ	
<b>6章</b>	<b>結言</b>	<b>page.108</b>
	6.1. 本論文の総括	
	6.2. 今後の課題	
記号一覧		<b>page.111</b>
参考文献		<b>page.114</b>
APPENDIX-1	実験装置の計測精度検証	<b>page.118</b>
謝辞		<b>page.123</b>

# 1章 緒言

## 1.1. 研究背景

世界規模で地球環境への関心が高まってきているなか、自動車の排出ガス規制の強化は年々厳しくなっている<sup>[1][2]</sup>。環境規制に対する代表的な対策例として排気ガス再循環システム(EGR)の導入が挙げられる。EGRは燃焼後の排気ガスの一部を吸気側へ戻し吸入空気と混合させる事で空気の燃焼温度を低下させてNO<sub>x</sub>を低減出来るメリットを持つ一方で、燃焼後の高温となったガスを燃焼室に再度取り込むため、エンジンが正常に仕事を行うために必要な冷却損失熱量が増加してしまうといったデメリットを持つ。また、近年、急激に普及が広まっている電気自動車(EVs)やハイブリッド自動車(HVs)を始め、自動車の機能向上に伴う部品点数の増加、エンジンの高出力化およびキャビンスペースの拡大によるエンジンルームのコンパクト設計によって、エンジンルーム内の熱環境は悪化している(熱がこもり易い状態)。以上の背景を受け、近年の自動車開発では熱管理技術が盛んに研究されており、SAE(Society of Automotive Engineers)の一つの枠組みとしても毎年“Thermal Management Systems Symposium”が開催されている程である。ここで、現在の自動車開発における熱管理技術は、次のような項目の検討が対象となっている。

- ・環境制御(人体の快適性等)
- ・代替燃料の開発
- ・エネルギー問題(EVs, HVs, システム開発)
- ・熱害対策
- ・エンジン冷却システム

このように多岐に亘る検討項目がある中で、本研究のテーマはエンジン冷却システムに着目している。上述の通り、動力システムの中のエンジン冷却システムへの負担は年々増加傾向を示しており、エンジン冷却システムの性能向上が強く求められている。そこで本研究では、特に冷却システムの性能を支配するエンジン冷却ファンを取り上げ、その性能向上によりシステム全体の性能向上を狙っている。

エンジン冷却ファンは乗用車、トラック・バスや建設機械等など、様々な機器で使用されており、それぞれの機器の搭載条件や動作条件に応じて適切に設計・開発される必要がある。例えば、乗用車の場合、電動ファンが採用されているため回転数の制御が可能である事から、高流量域(低圧損領域)を中心に狭い動作領域を狙って設計される。こうした流量域では、オイラーの翼理論を基にした古典的な設計指針でも十分実用的な解を得られる場合が多い。一方、建設機械やトラックの場合、エンジン直結型の冷却ファンを使用しているため、動作流量が、要求される冷却負荷ではなくエンジン回転数に

依存することになる。このために、場合によっては、設計者は全流量域の特性を適正化する必要に迫られる。ところが、現在のファンメーカーでは、大規模な剥離渦構造が誘起されるため適用が難しい低流量域に対しても、オイラーの翼理論に基づく設計指針を下敷きにして、各々の企業が持つ経験的なノウハウを加え設計している。つまり、体系化された設計手法が確立されているとは言い難い状況である。事実、近年、冷却システムは車種毎に異なる設計思想で設計される事も多く、従来の設計ノウハウだけでは要求されるファン性能が確保できなかつたり、条件として与えられたレイアウトに搭載できる仕様で性能を確保する解を見いだせなかつたりすることがある。このため、任意の条件に応じることができる冷却ファンの合理的な設計技術が強く求められている。

以上のような背景を踏まえ、本論文では数値流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)を基にした新しい冷却ファンの計算設計手法を開発し、冷却ファンの高効率化及び開発効率の向上に寄与することを目的とする。

## 1.2. 既往研究及び本研究の位置づけ

### 1.2.1. 冷却ファン

冷却ファンの性能は大きく分けて以下の3種類に大別される。

1. P-Q 特性 (圧力-流量特性)
2. T-Q 特性 (トルク-流量特性)
3. 騒音特性

P-Q 特性はラジエータの通風量を支配する特性であり、エンジン冷却システムの熱平衡を考える場合に最も重要なパラメータの一つである。T-Q 特性は、トラックのようなエンジン直結型の冷却ファンの場合に考慮する必要性は低いですが、乗用車に使用されているモーター駆動型の冷却ファンの場合、駆動電圧が決まっているため動作回転数は T-Q 特性に依存し、P-Q 特性と T-Q 特性から算出される効率特性で性能の良し悪しを判断される場合が多い。冷却ファンの騒音特性については、EVs や HVs の普及が広まったここ数年で特に着目されている特性であり、特にエンジン停止時の車外騒音に直結する冷却ファンの低騒音化は重要な課題の一つとして取り上げられている。

現在、これらの特性を考慮した冷却ファンの開発過程では、CFD を用いた計算設計が必要不可欠になっている。事実、スーパーコンピュータ“京”に代表されるように、昨今コンピュータの性能向上は急激に加速し、大規模非定常計算が可能になってきたため、ファン周辺の流れ構造を詳細に分析する事が容易くなってきた。しかし、物づくりの開発現場では、依然として膨大なケース数のパラメータスタディーが要求されるため、コンパクトで精度の良い計算の需要も大きい。また、効率的に検討結果を評価するために、計算後のデータ処理やデータの見方にも多くの課題が残されている。計算設計

を物づくりの開発現場でさらに活用してゆくためには、今後こうしたポスト処理に関する課題を解決してゆくことも強く求められている。

さて、工学分野における冷却ファンの研究テーマは大きく分けて以下の2種類に大別されている。

1. 冷却ファンの性能予測手法
2. 冷却ファンの性能向上（高効率化・低騒音化）

前者は冷却ファンの性能を予測するための“方法論”であり、現在の開発現場においては、計算コストの低いMRF(Multiple Reference Frame)法を用いた定常計算による計算設が広く実施されている<sup>[3][4][5]</sup>。しかし、その予測精度は必ずしも十分とは言えず、現在もMRF法に関する研究<sup>[6][7][8][9][10][11][12]</sup>は盛んに行われている。加えて、近年では非定常計算を必要とする騒音特性の予測手法に関する研究も盛んに行われているが、実験ベースによる騒音対策に頼らざるを得ない部分も多い<sup>[13][14][15]</sup>。

一方、後者はCFDや実験分析を基に冷却ファンの特性を支配する流れ構造の抽出や性能向上に寄与する要因の特定などを含む“現象論”であり、本論文の研究対象である。

翼素に対する研究は古くから実施されており、例えば、松木ら(1963)<sup>[16]</sup>はジェットエンジン用の軸流圧縮機を対象に、二次元翼型を用いてそりや入口・出口角、翼列の影響等を実験的に把握している。Niillら(1941)<sup>[17]</sup>は多翼遠心送風機を対象に、羽根枚数が圧力利得や効率に及ぼす影響を調査している。鈴木(1978)<sup>[18]</sup>は軸流送風機を対象に翼弦長、翼型のそり、そり最大位置等の形状パラメータがファンの全圧や効率及び騒音特性に与える影響を実験的に検討している。大鷲ら(1987)<sup>[19]</sup>簡易的な薄翼前進プロペラファンを用いて、吸い込み方向への前傾角がファンの空力・騒音特性に与える影響を実験的に調査している。深野ら(1990)<sup>[20][21][22]</sup>は低圧軸流送風機を対象に、扇形翼・翼型翼や台形翼等々を用いて翼単隙間や動翼枚数及び翼弦長等が、ファンの空力・騒音特性に与える影響を実験的に把握している。生井(1988)<sup>[23]</sup>は「送風機と圧縮機」と題した著書の中で、守谷の翼理論(1948)を始め、上述した既往研究により提案された軸流ファンの設計手法や、翼枚数、翼面積、迎角、弦節比やハブ比等のファンの性能に対する影響を体系的に述べている。以上の様に、数値計算が普及する以前では、2次元翼型や3次元実機を用いて、翼形状パラメータがファンの空力特性や騒音特性に与える影響について、体系的に実験研究がなされていた。然し、そのメカニズム解明には至っておらず、翼表面タフト法等を用いた簡易的な可視化実験からの定性的な議論が行われていた。一方、現象分析や設計等に数値計算が利用され始めると、冷却ファンの研究は翼素を対象とする体系的な検討では無く、部分的な問題改善が主となった。例えば、佐々木ら<sup>[24][25][26]</sup>は多翼ファンを対象に弦節比や舌部隙間からの逆流などがファンの全圧特性や騒音特性に及ぼす影響についてCFDを用いて調査しており、逆流と全圧特性の関係性や弦節比が変化する事による、性能への影響度合いを明らかにしている。笹島ら<sup>[27]</sup>はパソコン用の小型軸流ファンを対象に、ケーシングの非対称性が翼周りの流れに及ぼ

す影響について、CFD を利用して議論している。島田ら<sup>[28][29][30][31][32]</sup>は、二輪車用ラジエータファンや乗用車用ラジエータファンを対象に、流量毎のファン周りの流れ場の調査や作動流量が高圧損時における斜流流れを取り入れた軸流ファンの設計方法や、乗用車用のモーターファンに良く見かけるリングファンを対象にリングとモーターステイとの鑑賞やリングとシュラウドとの間に“ラビリンス（突起）”を設け、ラビリンスの P-Q 特性や騒音特性への影響を述べている。以上の様に、特異的な問題解明や改善をする事で、製品開発に近い検討がなされている。但し、川崎ら<sup>[33]</sup>の様に、CFD 解析を用いて羽根枚数、翼の取付け角度や出口角がファンの空力特性や騒音特性に寄与する影響を体系的に調査した例はあるが、2次元単体翼を対象に議論がなされており、ファン周辺の3次元的な流れ構造を考慮した検討例は少ない。また、岩瀬<sup>[34]</sup>は半開放型軸流ファンを対象に翼端の漏れ渦がファンの P-Q 特性や効率へ及ぼす影響及び、ケーシングとの干渉による翼通過周波数騒音(Blade-Passing-Frequency, BPF)に及ぼす影響を調査しており、数値最適化手法を取り入れる事で、ファンの高効率・低騒音化に成功している、数値計算を利用した最適化設計手法は目的関数と設計関数を与える事で、多種の組み合わせによるパレード解が得られるが、計算コスト削減のために格子解像度を下げ、定性的な傾向を把握する事に留まっている。また、最適化後と最適化前の2ケースを対象に現象分析が行われる場合が多く、性能が向上するメカニズム解明には至っていない。

以上のように、数値計算が普及する前後において、冷却ファンを対象とする研究は傾向が変わっており、製品開発に近い特異的な検討例が増えてきている。ところで、実際の製品を見ると、前進翼、後退翼やストレート翼等、翼形状に統一性は無く、羽根枚数や他の翼諸元も様々である。これは、各々のファンメーカーが持つ経験的なノウハウに依る部分が多いが、そのノウハウは秘匿情報であるため発表されない。このため、「前進翼が優れている」や「後退翼が優れている」等の各々の企業が持つ通説が存在する。つまり、抜本的な冷却ファンの改善を行うためには、体系化された設計手法の確立する必要がある。

そこで、本論文では乗用車用の冷却ファンを対象に、翼枚数や総翼面積以外の全てのパラメータが忠実に相似となるように設計し、オイラーの翼理論を基に体系的に軸流ファンの翼諸元がファン性能に与える影響を議論する事で、軸流ファンの計算設計指針を提案した。また、元来オイラーの翼理論から外れる低流量域の特性についても、相似則からの乖離そのものを翼周りの流れ構造から議論し、相似則からの補正特性として組み込んで、統一的な指針としてまとめた。

### 1.2.2. POD (Proper Orthogonal Decomposition)

高効率かつ低騒音な冷却ファンを開発するためには、冷却ファン周辺の流れ構造を詳細に分析し、流れとファン性能の関係を明らかにする事は非常に重要である。以前より、実験や定常計算によるこの様な取組みは行われてきたが、最近では、非定常計算も製品

開発の現場に取り入れられ始めている。しかし、上述した通り、物づくりの開発現場では、依然として膨大なケース数のパラメータスタディーが要求されるため、効率的に検討結果の評価を行うためには、計算後のデータ処理やデータの見方にも多くの課題が残されている。

固有直行分解(Proper Orthogonal Decomposition, POD)は Lumley<sup>[35][36][37]</sup>によって提案された手法である。POD は低次元基底により、流れ場を支配する構造を抽出するために考案された直行分解法である。即ち、与えられた多次元データから最も効率の良い低次元成分を抽出できるため、コスト削減効果を期待され開発された手法である。大規模データ処理を必要とするデメリットを持つ POD ではあるが、PC 性能が向上している昨今においては注目を集めている手法の一つである。平は、POD の基本的な数理と応用をまとめ、平板翼の解析結果に対して POD 処理を施した例や POD の今後の可能性に関して言及している<sup>[38][39]</sup>。古市らは、剥離再付着流れを対象に POD 処理を施し、 $Re$  数と POD モードの関係を調査している<sup>[40]</sup>。左海らは、円柱周りの流れ場を対象に POD 処理を施し、単体・直列・並列時の各条件における POD モードの考察を行う事で、特徴的な流れ構造を抽出している<sup>[41]</sup>。Reichert らは空間に何も置かれていないダクト内の DNS 解析に対して POD 処理を施し、特徴的な構造の抽出およびオリジナルデータを復元するために必要なモード数を議論している<sup>[42]</sup>。

以上のように、POD は様々な研究者によって議論されているが、単純流れ場に対する適用が多いため、複雑現象に適用した際の効果やメリット・デメリットは不明である。また、コストの削減を目的として開発された手法であるため、現象分析に POD を利用した例は少ないため、開発現場における実用性や応用力は不明である。そこで、本論文では POD が持つ基本的な特性を把握する意味で、2次元円柱周りの流れ場に対して POD 処理を施し、現象分析への適用性を吟味した上で、冷却ファン周辺の流れ場分析に応用した。更に、冷却ファンの低騒音化に向けて、流れと音の相関関係を究明するツールとして POD の可能性を検討し、POD を取り入れた冷却ファンの計算設計の考え方を提案した。

### 1.3.研究目的及び本論文の構成

本論文では CFD を基にした経験的なノウハウに左右されない新しい冷却ファンの計算設計手法を開発し、冷却ファンの高効率化及び開発効率の向上に寄与することを目的とした。具体的には、乗用車用の冷却ファンを対象に、翼枚数や総翼面積以外の全てのパラメータが忠実に相似となるように設計し、オイラーの翼理論を基に体系的に軸流ファンの翼諸元がファン性能に与える影響を議論する事で、軸流ファンの計算設計指針を提案した。更に、物理的な意味が不明瞭であった POD を現象分析に適用するために、直交化された POD モードの基本的な性質および、乱流のエネルギーカスケードとの関



係を明らかにし、高効率・低騒音化に向けた POD を取り入れた計算設計手法を提案した。

以上の内容をまとめるために、本学位論文は全 6 章で構成されている。第 1 章では、研究背景・既往研究と本研究の位置づけ・研究目的を記述した。第 2 章では、本研究で使用した数値流体力学に関する基礎理論及び考え方を記述した。第 3 章では、軸流ファンの計算設計指針を提案するために実施した、冷却ファンの設計諸元に関するパラメータスタディーの検討結果および、各パラメータの設計に対する考え方をまとめた。第 4 章では、POD の基本的な性質を把握するために実施した 2 次元円柱周りの POD 解析結果及び、ファン周辺流れ構造に対する POD 解析結果から、POD モードと乱流エネルギーカスケードの関係及びファン特性との関係を述べた。第 5 章では、POD を利用して、流れスケール毎に現象分析を行う手法を提案する事で、POD の開発現場への適用方法や高効率・低騒音化に向けた POD を取り入れた新しい計算設計手法を提案した。第 6 章では、本学位論文の結論を述べ、各章の知見を総括した上で、今後の課題を述べた。

## 2 章 数値計算予測手法

### 2.1. RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation)

RANS はアンサンブル平均操作に基づく Reynolds 方程式であり, RANS の基礎方程式を導く為には速度成分  $u_i$  と圧力成分  $p$  を以下に示す平均成分と変動成分に分ける事から始まる.

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (2.1)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (2.2)$$

これらを N-S 方程式に適用すると, 平均量だけで決まる要素, 平均量と変動量の干渉で決まる要素, 変動量だけで決まる要素に分離できる. これらにレイノルズ平均を適用すると, 以下の RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes)方程式を得ることができる.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u'_i u'_j} \quad (2.3)$$

(2.3)式は右辺第 3 項のレイノルズ応力項が存在するため, 方程式系が閉じない. このレイノルズ応力項を既知の物理量で表すための近似手法が乱流モデルであり, 本研究では開発現場において最も採用されている  $k-\varepsilon$  モデルを用いた.  $k-\varepsilon$  モデルにおいてレイノルズ応力項は以下の式で近似される.

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.5)$$

ここで,  $\nu_t$ ,  $k$ ,  $\varepsilon$ ,  $\delta_{ij}$ ,  $C_\mu$  はそれぞれ乱流粘性係数, 乱流エネルギー, 散逸率, クロネッカーデルタ, 渦粘性モデル定数である.

#### 2.1.1. Standard $k-\varepsilon$ モデル

ここでは, Standard  $k-\varepsilon$  モデルの導出を行う. 乱流エネルギー  $k$  の厳密解は以下の式で表される. このとき  $P_k$  は乱流エネルギー  $k$  の生成項,  $\varepsilon$  は乱流エネルギー  $k$  の散逸項,  $D_k$  は拡散項を表す.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P_k - \varepsilon + D_k \quad (2.6)$$

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (2.7)$$

$$\varepsilon = \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} \quad (2.8)$$

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{v \frac{\partial k}{\partial x_j} - u'_j k' - \frac{1}{\rho} (u'_j p')} \right\} \quad (2.9)$$

これらの方程式を，以下のようにモデル化する．

まず，生成項  $P_k$  のモデル化を Boussinesq の渦粘性モデルを用いて行くと，生成項は以下のようになる．

$$\begin{aligned} P_k &= -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \left\{ \overline{v_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}} \right\} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \\ &= \overline{v_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \delta_{ij}} \\ &= \overline{v_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \\ &= \overline{v_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

更に Strain-rate を用いて書き換えると以下のようになる．

$$\begin{aligned} P_k &= \overline{v_t S_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} \\ &= \overline{v_t \left\{ \frac{1}{2} S_{ij} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) + \frac{1}{2} S_{ij} \left( \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\}} \\ &= \frac{1}{2} \overline{v_t \left\{ S_{ij} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\}} \\ &= \frac{1}{2} \overline{v_t (S_{ij} S_{ij})} \end{aligned} \quad (2.11)$$

乱流エネルギー散逸率  $\varepsilon$  は等方性散逸を仮定した散逸率であるため， $k-\varepsilon$  モデルでは  $\varepsilon$  はモデル化せずに変数として扱う．

次に，拡散項  $D_k$  のモデル化を行う． $k$  方程式の場合，レイノルズ応力の非等方成分は既にモデル化されたものであるため，単純拡散モデル (SGD model) が用いられる．

$$\overline{u'_k k'} \approx -C_k \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (2.12)$$

ただし， $k-\varepsilon$  モデルの場合，他の方程式の表現に合わせて以下のように示される．

$$\overline{u'_k k'} \approx -\frac{1}{C_\mu/C_k} \left( C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \right) = -\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (2.13)$$

ここで、 $\sigma_k$  は  $k$  に関する乱流プラントル数であり、 $C_k = C_\mu = 0.09$  とすると  $\sigma_k = C_\mu/C_k = 1.0$  が用いられる。また、拡散項の厳密解(2.9)式の中括弧第三項の変動速度の輸送によって生じる圧力変動の乱流拡散項は、 $0$  と仮定する。

$$\frac{1}{\rho} \overline{(u'_j p')} \approx 0 \quad (2.14)$$

以上より、拡散項は以下のようにモデル化される。

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (2.15)$$

以上の内容をまとめると、乱流エネルギー  $k$  の方程式は以下のように示される。

$$\overline{u'_i u'_j} \approx \frac{2}{3} k \delta_{ij} - \nu_t S_{ij} \quad (2.16)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u'_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + D_k \quad (2.18)$$

$$P_k \approx \frac{1}{2} \nu_t (S_{ij} S_{ij}) \quad (2.19)$$

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (2.20)$$

各係数は以下の値を用いた。

$$C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0$$

次に、 $\varepsilon$  方程式の厳密解を以下に示す。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u'_j} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon + D_\varepsilon \quad (2.21)$$

$$P_\varepsilon = - \left\{ \varepsilon_{ij} \left( \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \right) + \nu \left( \frac{\partial \overline{u}'_i}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial \overline{u}'_i}{\partial x_l} \right) S_{jl} + \nu \left( \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{u}'_i}{\partial x_l} \right) \left( \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_l} \right) + \nu \left( \frac{\partial \overline{u}'_i}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial \overline{u}'_i}{\partial x_l} \right) S'_{jl} \right\} \quad (2.22)$$

$$\varepsilon_\varepsilon = 2 \left\{ \overline{v \left( \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_l} \right)} \right\}^2 \quad (2.23)$$

$$D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} - \overline{u'_j \varepsilon'} - 2 \frac{v}{\rho} \left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_l} \right) \left( \frac{\partial p'}{\partial x_l} \right) \right\} \quad (2.24)$$

これらの各項を、以下のようにモデル化する。

散逸率  $\varepsilon$  の生成項に含まれる各項のモデル化を行う。右辺第一項は、散逸率は等方的であると考えているので  $i \neq j$  の場合は  $0$  となる。また  $i = j$  の場合、平均流の流れ方向の勾配のスケールよりはるかに大きいので、ほぼ  $0$  とみなすことができる。右辺第二項も  $i = j$  の場合、括弧の積の項は厳密には散逸率の非等方成分ではないが、散逸率の等方性から類似すると  $0$  になると考えられる。右辺第三項は物理的な説明が、作業仮説として  $0$  になると考えられている。右辺第四項は散逸スケールでの渦の伸張を示しているため、その大きさを示す必要がある。

$$P_\varepsilon \approx v \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \left( \frac{\partial u'_l}{\partial x_l} \right) S'_{jl}} \quad (2.25)$$

しかし、この項の大きさを直接見積もることはできないため、散逸項と組み合わせるモデル化する。

散逸項も生成項と同様に、単独でモデル化することが困難なため生成項と組み合わせるモデル化される。

$$\varepsilon_\varepsilon = 2 \left\{ \overline{v \left( \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_l} \right)} \right\}^2 \quad (2.26)$$

$\varepsilon_\varepsilon$  は  $[L_T^2/T_T^4]$  の次元のオーダーになり、 $k$  と  $\varepsilon$  を用いてこの次元を表すと  $\varepsilon^2/k$  となる。従って、無次元関数  $\Psi_\varepsilon$  を用いると以下のようなになる。

$$P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon = \frac{\varepsilon^2}{k} \Psi_\varepsilon \quad (2.27)$$

このとき、無次元関数  $\Psi_\varepsilon$  は  $\varepsilon$  の生成および消散のメカニズムを表す。

モデル化に当たり、この関数を適当な乱流量や粘性係数や平均場の量を用いて近似することを考える。 $\varepsilon$  がスカラー量であることを考慮し、スカラー乱流量として  $k$  と  $\varepsilon$ 、粘性係数として動粘性係数  $\nu$  と渦動粘性係数  $\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon$ 、平均場の量として  $S_{ij}$  および  $\partial^2 \overline{u_i} / \partial x_j \partial x_k$  を取り上げ、場の平均量を含むように配慮し無次元関数  $\Psi_\varepsilon$  を以下のように近似した。

$$\Psi_\varepsilon = \Psi_0 + \Psi_1 \left\{ \frac{1}{2} v_t (S_{ij} S_{ij}) \right\} \frac{1}{\varepsilon} + \Psi_2 v_t \left( \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_k} \right) \frac{k}{\varepsilon^2} \quad (2.28)$$

$Re$  数が高い場合は、右辺第三項は十分小さくなると見せるので 0 と考える。また、第二項は渦粘性モデルで考えると  $k$  の生成項は以下のように表されることを考慮する。

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} v_t (S_{ij} S_{ij}) \quad (2.29)$$

従って、 $P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon$  は以下のように示される。

$$P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon = \frac{\varepsilon^2}{k} \Psi_\varepsilon \approx \Psi_1 \frac{\varepsilon}{k} P_k + \Psi_0 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.30)$$

本来、 $\Psi_0$  および  $\Psi_1$  は乱流  $Re$  数  $Re_T = \bar{u}_T L_T / \nu \approx k^2 / \nu \varepsilon$  の関数となるはずだが、高  $Re$  数領域ではほぼ一定とみなせるため、それらを定数として定義すると以下ようになる。

$$P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon \approx C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.31)$$

各係数は以下の値を用いた。

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92$$

次に、拡散項のモデル化について考える。拡散項は分子粘性による拡散項、乱流粘性による拡散項、圧力および速度変動による拡散項になるが、RANS 方程式の場合と同様のモデル化を行う。(2.24)式の右辺括弧内第一項の分子粘性による拡散項は、モデル化の必要はないが、この項は乱流拡散が支配的な場で無視できるオーダーになるため初めから無視できるとして定式化を行う。右辺括弧内第二項の乱流粘性による拡散項は、三重相関項となるため勾配拡散モデルで近似する。

$$\overline{u'_k \varepsilon'} \approx -C_\varepsilon \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \quad (2.32)$$

ここで、係数  $C_\varepsilon$  は 0.07 を用いた。

$p'$  を含む速度 - 圧力相関項は、常は無視できるオーダーとなる保証はないが、作業仮説として 0 と仮定する。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -2 \frac{\nu}{\rho} \left( \frac{\partial u'_j}{\partial x_l} \right) \left( \frac{\partial p'}{\partial x_l} \right) \right\} \approx 0 \quad (2.33)$$

以上の内容をまとめると、乱流エネルギー散逸率  $\varepsilon$  は以下ようになる。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon + D_\varepsilon \quad (2.34)$$

$$P_\varepsilon \approx C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k \quad (2.35)$$

$$\varepsilon_\varepsilon \approx C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.36)$$

$$D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \approx 0 \quad (2.37)$$

ここで、各係数は以下の値を用いた。

$$C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

以上より、乱流エネルギー  $k$ 、乱流エネルギー散逸率  $\varepsilon$  は以下の輸送方程式によって与えられる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} P_k \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.39)$$

各係数は以下の値を用いた。

$$C_\mu = 0.09, \quad C_{\varepsilon 1} = 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

### 2.1.2. RNG $k-\varepsilon$ モデル

ここでは、RNG(Renormalization Group)  $k-\varepsilon$  モデルの概説する。RNG  $k-\varepsilon$  モデルは、統計流体力学の繰り込み群理論を基に Standard  $k-\varepsilon$  モデルの理論を修正したモデルである。

RNG  $k-\varepsilon$  モデルの乱流エネルギー  $k$  及び乱流エネルギー散逸率  $\varepsilon$  の方程式は以下で表される。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + D_k + G_k \quad (2.40)$$

$$P_k \approx \frac{1}{2} \nu_t (S_{ij} S_{ij}) \quad (2.19)$$

$$D_k = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} \quad (2.20)$$

$$G_k = -\beta g_i \overline{u_i' \theta'} \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = P_\varepsilon - \varepsilon_\varepsilon + D_\varepsilon + G_\varepsilon \quad (2.42)$$

$$P_\varepsilon \approx C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k \quad (2.43)$$

$$\varepsilon_\varepsilon \approx \left( C_{\varepsilon 2} + \frac{C_\mu \eta^3 \left\{ 1.0 - \left( \frac{\eta}{\eta_0} \right) \right\}}{1.0 + \beta \cdot \eta^3} \right) \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (2.44)$$

$$D_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} \approx 0 \quad (2.37)$$

$$G_\varepsilon \approx 0 \quad (2.45)$$

以上より，乱流エネルギー  $k$ ，乱流エネルギー散逸率  $\varepsilon$  は以下の輸送方程式によって与えられる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon \quad (2.47)$$

各係数は以下の値を用い，追加項  $R_\varepsilon$  は以下のように定義される。

$$C_\mu = 0.084, \quad C_{1\varepsilon} = 1.42, \quad C_{2\varepsilon} = 1.68, \quad \sigma_k = 0.719, \quad \sigma_\varepsilon = 0.719$$

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta / \eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (2.48)$$

$$\eta = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \frac{k}{\varepsilon}, \quad \eta_0 = 4.38, \quad \beta = 0.012$$

## 2.2. LES (Large Eddy Simulation)

LES は空間平均操作に基づくモデル化であり，速度成分  $u_i$  と圧力成分  $p_i$  を平均成分と変動成分に分けた後，RANS と同様にレイノルズ平均操作を施すことで，以下に示す LES の基礎方程式が導出される。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \right\} + \left( \overline{u_i' u_j'} + \bar{u}_i \bar{u}_j' \right) + \left( \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (2.49)$$



(2.6)式中の右辺第3項はそれぞれ、レナード項、クロス項、レイノルズ応力項を示している。工学分野においてはレナード項とクロス項の和をゼロと置き、レイノルズ応力項のみをモデル化する場合が多く、本研究においてもこれを採用した結果、(2.49)式は以下となる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2.50)$$

本研究では、(2.50)式右辺第3項のレイノルズ応力項をモデル化するに辺り、代表的な渦粘性モデルである標準 Smagorinsky (SSM, Standard Smagorinsky Model) モデルを採用した<sup>[43]</sup>。SSMにおいて、レイノルズ応力項は以下の式で近似される。

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} q_s \delta_{ij} - \nu_s \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.51)$$

$$\nu_s = (C_s \cdot \Delta) \left\{ 2 \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \cdot \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\}^{1/2} \quad (2.52)$$

ここで、 $\nu_s$ 、 $q_s$ 、 $C_s$ 、 $\Delta$ はそれぞれ SGS 渦粘性係数、SGS 運動エネルギー、SGS 定数、格子幅である。

## 2.3. 冷却ファンの回転効果の模擬方法

### 2.3.1. MSM (Momentum Source Model)

MSM 法は、任意の空間に冷却ファンによる圧力上昇や回転方向成分の力をオイラーの翼理論を基にモデル化し、RANS 方程式のソース項に導入する方法である。本手法は冷却ファンの CAD データが無い場合や完成車メーカーにおける通風解析等に採用されている方法であり、計算ロードが低いことが特徴として挙げられる。しかし、理想気体を前提としたオイラーの翼理論を基にモデル化しているため、渦構造が生成される低流領域や冷却ファン周辺の機器との干渉が存在する場合、実現象とは全く異なる結果が得られてしまうため、モデルの欠点を理解した上で選択する必要がある。

### 2.3.2. MRF (Multiple Reference Frame)

MRF 法は、任意の空間 (MRF 領域) に回転効果を加える事で格子を固定したままあたかもファンが回転しているかの様に計算を行う手法である。MRF 法を用いてファンの計算を行う場合には、MRF 領域外の絶対座標系と MRF 領域内の相対座標系の2種類の座標系を用いて計算を行う。つまり、絶対座標系では非定常となるようなブレード周辺の流れ場をファンブレードからみた座標系 (相対座標系) に対する定常問題として扱う。即ち、MRF 領域

内では相対座標系の定常 N-S 方程式を解くために、計算コストが低い。

以下に、MRF 領域外の絶対座標系で使用されるレイノルズ平均方程式を示す。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} u_i - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.53)$$

これに対し、MRF 領域内では、N-S 方程式を回転座標系へガリレイ変換することで、コリオリ力 ( $2\bar{\omega} \times u_{ri}$ ) 及び遠心力項 ( $\bar{r} \times \bar{\omega} \times \bar{\omega}$ ) が付加された、以下のレイノルズ平均方程式を用いる。

$$\frac{\partial u_{ri}}{\partial t} + u_{rj} \frac{\partial u_{ri}}{\partial x_j} + (2\bar{\omega} \times u_{ri} + \bar{r} \times \bar{\omega} \times \bar{\omega}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} v_{ri} - \frac{\partial \overline{v'_{ri} v'_{rj}}}{\partial x_j} \quad (2.54)$$

$$\bar{u}_r = \bar{u} - \bar{\omega} \times \bar{r} \quad (2.55)$$

ここで、 $u_r$  は回転座標系から見た相対速度、 $\bar{\omega}$  は角速度、 $\bar{r}$  は回転座標の原点からの位置ベクトルであり、定常解析のために、左辺第 1 項の時間項はゼロとなる。なお、ファンが回転していない  $\bar{\omega} = 0$  のときには  $\bar{u}_r = \bar{u}$ 、コリオリ力及び遠心力はゼロとなり、絶対座標系で使用されるレイノルズ平均方程式(2.1)と等価になる。

### 2.3.3. SLM (Sliding Mesh)

SLM 法では、解析格子を実際に回転させる事でファンの回転を模擬するため、冷却ファンの解析のような複数の移動基準座標系における予測に適用できる最も厳密な手法である。ただし、ファンの回転に伴い格子を生成し直す必要があるため、最も計算機的能力を必要とする手法でもある。SLM 法では、絶対座標系に対して移動領域の動きをたどることができたため、回転領域に相対座標系が適用されない。これが、MRF 法と SLM 法の本質的な違いである。以下に、回転領域内で用いられるレイノルズ平均方程式を示す。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_{rj} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} u_i - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (2.56)$$

ここで、SLM 法の場合(2.55)式中の  $\bar{\omega}$  は解析格子の角速度である。SLM 法によって求められる非定常解は時間周期解である。つまり、移動する領域の速度に依存した周期でくり返される非定常解が得られる手法である。

### 2.3.4. OSM (Overset Method)

OSM 法による回転機器の解析では、静止座標系と回転座標系で解析メッシュを分けて作成し、それぞれの解析メッシュの一部をオーバーラップさせる事で計算を行う手法である<sup>[44]</sup>。つまり、回転領域内の流れはファンと共に回転する移動格子法を用いて解析を行い、入口部

や出口部のような静止領域に対しては通常通り静止座標系で解析を行う手法である。オーバーラップ部においては、時間ステップ毎に流速と圧力を上流・下流の計算セルから内挿することで解析を行う。

## 2.4. 標準壁関数

ここでは Launder-Spalding が提唱した標準壁関数を用いた壁法則について概説する。壁法則は、壁に隣接する計算点での量を用いて壁の影響を大まかに予測する手法である。この方法では、運動方程式に関する壁法則を以下のようにして計算に組み込んでいく。

[計算手順] (図 2.4.1 参照)

- ① 計算ステップ  $n$  の  $P$  点 ( $x_2 = h_N/2$ ) での乱流エネルギー  $k_p$  を用いて  $y^\oplus$  を計算：(2.59)式
- ②  $P$  点での  $\bar{u}_{1P}$  を  $k_p$  を用いて  $\left\{ \bar{u}^\oplus \cdot (\tau_w/\rho) \right\}$  を計算：(2.58)式。  $\bar{u}_{1P}$  は  $\bar{u}_{1S}$  と  $\bar{u}_{1N}$  から内挿。
- ③ ①②で求めた  $y^\oplus$  及び  $\left\{ \bar{u}^\oplus \cdot (\tau_w/\rho) \right\}$  を(2.57)式に代入し  $(\tau_w/\rho)$  について解き、  $(\tau_w/\rho)$  を算出
- ④ 求めた  $(\tau_w/\rho)$  を  $n+1$  ステップの計算の際に壁面上での境界条件として与える：(2.60)式
- ⑤ ①に戻る。

$$u^\oplus = \left( \frac{1}{\kappa_c} \right) \cdot \ln(E \cdot y^\oplus) \quad (2.57)$$

$$u^\oplus = \frac{\left( C_\mu^{1/4} \cdot k_p^{1/2} \right) \cdot \bar{u}_{1P}}{\left( \tau_w / \rho \right)} \quad (2.58)$$

$$y^\oplus = \frac{\left( C_\mu^{1/4} \cdot k_p^{1/2} \right) \cdot \left( h_N / 2 \right)}{v} \quad (2.59)$$

$$\left\{ (v + v_l) \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \right\}_{x_2=0} = \frac{\tau_w}{\rho} \quad (2.60)$$

ここで、  $\kappa_c$ 、  $E$ 、  $\tau_w$  はそれぞれカルマン定数、経験則による定数、壁面剪断応力である。つまり、  $n+1$  ステップでは壁面の境界層の影響を考慮した流れ場が解かれることになり、そこで得られた速度場を用いて更に次のステップへと、場が収束するまで繰り返し計算される事になる。ところで、(2.58)式は、  $P$  点の  $k$  を用いて摩擦速度  $u^*$  を評価していると思える事ができる。従って、

$$u^{\oplus} = \frac{\left(C_{\mu}^{1/4} \cdot k_p^{1/2}\right) \cdot \bar{u}_{1P}}{\left(\tau_w / \rho\right)} \approx \frac{u^* \cdot \bar{u}_{1P}}{\left(u^*\right)^2} = \frac{\bar{u}_{1P}}{u^*} = u^+ \quad (2.61)$$

$$y^{\oplus} = \frac{\left(C_{\mu}^{1/4} \cdot k_p^{1/2}\right) \cdot \left(h_N / 2\right)}{\nu} \approx \frac{u^* \cdot \left(h_N / 2\right)}{\nu} = \frac{u^* \cdot x_2}{\nu} = y^+ \quad (2.62)$$

となり、 $u^{\oplus}$ や $y^{\oplus}$ が、 $P$ 点で評価した $u^+$ や $y^+$ と近似的に等しいと考えていることが分かる。

この Launder-Spalding モデルの特徴は、摩擦速 $u^*$ を陽に算出する必要がなく、慣性底層内での乱流エネルギー分布も許す。 $P$ 点での $k$ 方程式には、 $n$ ステップでの $k_p$ 及び上記で求めた $\tau_w$ を用いて、 $k$ の生成項、散逸項、拡散項を次式で算出する。特に、散逸項は壁面に隣接するセル内の体積平均を採っており、後述する $\varepsilon$ 方程式で用いる値とは異なっている。

$$P_k = -\bar{u}_1 \bar{u}_2 \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} = \frac{\tau_w^2}{\kappa_C \cdot \rho \left(C_{\mu}^{1/4} \cdot k_p^{1/2}\right) \cdot \left(h_N / 2\right)} \quad (2.63)$$

$$\varepsilon_P = \frac{\left(C_{\mu}^{1/4} \cdot k_p^{1/2}\right)^3}{\kappa_C \cdot \left(h_N / 2\right)} \cdot \ln \left\{ E \cdot \frac{\left(C_{\mu}^{1/4} \cdot k_p^{1/2}\right) \cdot \left(h_N / 2\right)}{\nu} \right\} \quad (2.64)$$

$$\left(\frac{\partial k}{\partial x_2}\right)_{x_2=0} = 0 \quad (2.65)$$

$P$ 点では $\varepsilon$ の値を境界値として色説用いる。この値は式(2.64)とは異なり、 $P$ 点での値を用いる。

$$\varepsilon_P = \frac{\left(C_{\mu}^{1/4} \cdot k_p^{1/2}\right)^3}{\kappa_C \cdot \left(h_N / 2\right)} \quad (2.66)$$

Launder-Spalding の壁関数は、コロケーショングリッドの場合でも適用可能であるが、計算点がすべて $P$ 点に集中しており、壁面で計算点を持たないため、 $\tau_w = \tau_p$ として計算点で与え、 $k$ 方程式の中の $\varepsilon$ の算出にも(2.66)式を用いる場合などが見られる。

但し、これらの壁法則は、モデル化の際に慣性底層の特性を用いているため、

$$30 \leq y^+ \leq 100 \tag{2.67}$$

の範囲で用いられる事が推奨されている。

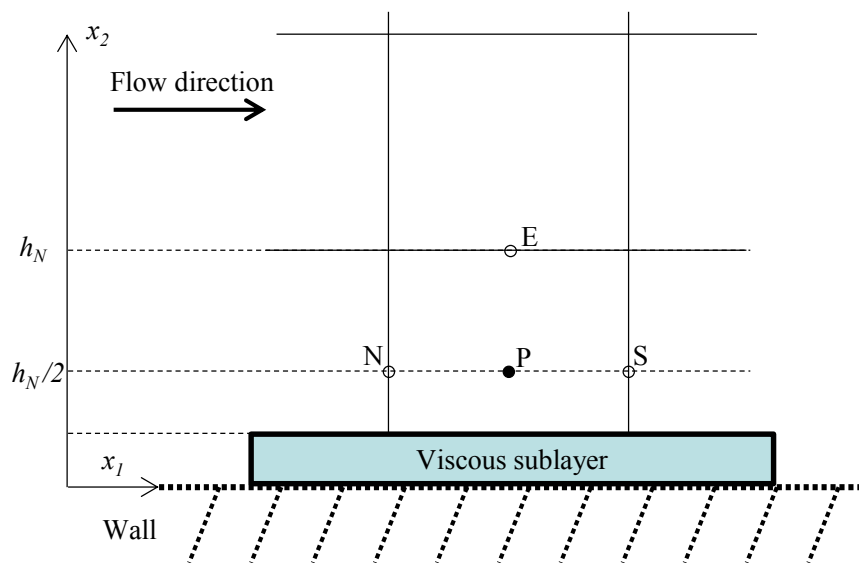


図 2.4.1 計算の座標系

## 3 章 軸流ファンに関する設計指針の提案

### 3.1. 検討概要

年々厳しくなる環境規制への配慮や自動車の多機能化・性能向上を実現するには、エンジンの冷却システムは非常に重要な要素であり、冷却能力を向上させる手段として、冷却ファンの性能向上が第一に挙げられる。現在、冷却ファンを設計するにはオイラーの翼理論が一般的に用いられている。しかし、自動車の冷却ファンのような広流量域に動作点が存在する要素に対しては、必ずしも有効とは言えない。そこで、高性能な冷却ファンを設計するための指針が必要となる。冷却ファンを設計する上で重要となるブレードの諸元として翼の形状・面積・迎角・反り・弦節比・スタッガー角などがある。現在使用されている冷却ファンを見ると、例えば、翼の形状だけでも後退翼、前進翼、ストレート翼などが挙げられる。しかし、これらの冷却ファンは基本的なノウハウの上に試行錯誤を重ねて設計されているのが現状であるため必ずしも最適な形状とは言えない。この問題を解決するためには、上述したブレードの基本諸元を体系的かつ系統的に検討し、個々の性能への影響を把握する必要がある。そこで、本論文では現在の冷却ファンの設計・開発に貢献するために、オイラーの翼理論を基にした、翼の形状パラメータが性能に与える影響を抽出するために考案した新指標を使用し、ファンの総翼面積・翼枚数・翼形状・翼の取付け角度が性能に与える影響を明らかにした上で、これらの設計に対する考え方を提案した。以下にこれらの概要を示す。

### 3.2. 翼面積がファン性能に与える影響

#### 3.2.1. 供試体及び検討方法

図 3.2.1 に供試ファン、表 3.2.1 にその諸元を示す。表中  $n$  は翼枚数、 $\lambda$  は細幅 1 枚翼を基準とした面積比である。本検討では、図 3.2.2 に示す通り、両者の翼幅が 7:5 になるように設計した。つまり、細幅 7 枚翼 (Case14) と太幅 5 枚翼 (Case23) の総面積は一致している。また、翼面積の影響のみを抽出するために、円筒断面形状は各翼形状で同じあるいは相似な形状を設けた。つまり、翼型、反りやスタッガー角などを一致させた。なお、商用車の動作点として採用されることの多い、高流量域 (軸流量域) が動作点になるように設計した。

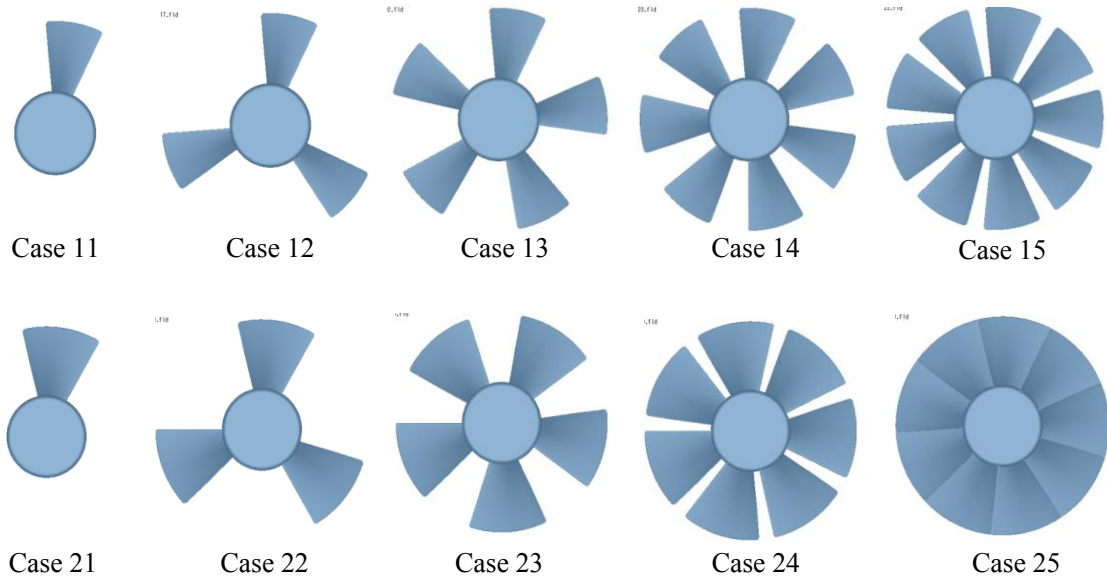


図 3.2.1 供試体（翼面積の検討）

表 3.2.1 翼枚数  $n$  と翼面積比  $\lambda$

-	Narrow Blade					Wide Blade				
Case	11	12	13	14	15	21	22	23	24	25
$n$	1	3	5	7	9	1	3	5	7	9
$\lambda$	1	3	5	7	9	1.4	4.2	7	9.8	12.6

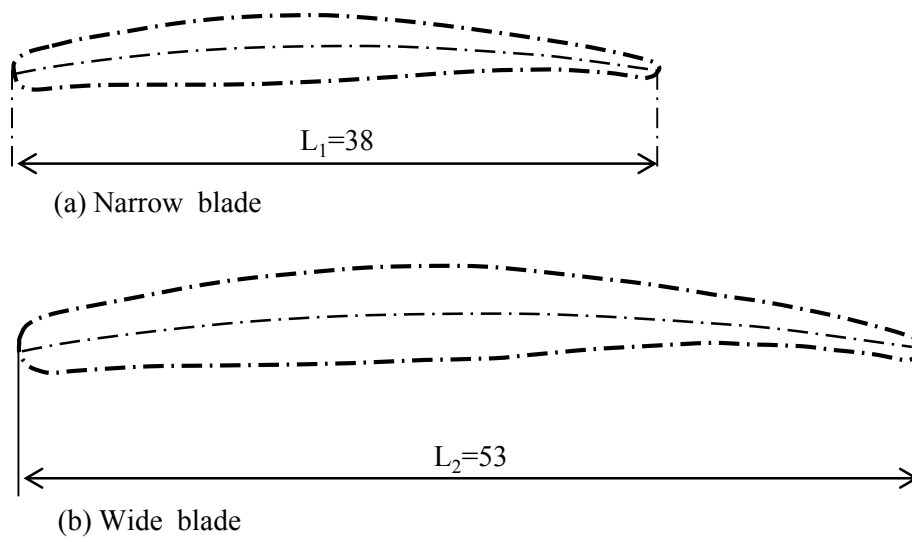


図 3.2.2 細幅翼と太幅翼の関係



### 3.2.2. 計算方法及び実験方法

本検討では流体解析汎用コードである SCRYU/Tetra V8 を使用した。流れの支配方程式は非圧縮性 RANS 方程式とし定常計算を行った。乱流モデルは RNG  $k-\epsilon$  モデルを採用し、速度場と圧力場の解法には SIMPLEC 法を用いた。また、ファンの回転を模擬するため MRF 法を用いた。計算方法の詳細を表 3.2.2 に示す。

解析モデルは図 3.2.3 に示す形状とし、図 3.2.4 に示す実験装置を模擬したモデルを用いた。なお、計算格子は非構造格子の四面体を採用し、周期境界条件を用いてブレード 1 枚の計算を行った。なお、この時の最大総空間セル数は、凡そ 650 万（フルモデルでは 6000 万セル相当）である。また、ファン周りの幾何形状は厚さ 3 mm の隔壁のみとし、翼端と隔壁内壁との隙間を 3 mm、ファンの被り率を 70 %、回転数を 2000 rpm とした。なお、実験装置やその他の詳細は坂口ら<sup>[35]</sup>と同様とした。

### 3.2.3. 計算精度の確認方法

ここでは、CFD を利用してパラメータ検討を行う前段階として、以下の式で示す、流量係数  $\varphi$  に対する圧力係数  $\psi^*$  とトルク係数  $C_T$  を実験と比較した。

$$\varphi = Q / (u_t \cdot A) \quad (3.2.1)$$

$$\psi^* = 2\Delta p / (\rho \cdot u_t^2) \quad (3.2.2)$$

$$C_T = 2T / (\rho \cdot u_t^2 \cdot A \cdot r) \quad (3.2.3)$$

ここで、 $Q$  [m<sup>3</sup>/s] は流量、 $A$  [m<sup>2</sup>] はファン通過断面積、 $u_t$  [m/s] は翼端周速度、 $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] は空気密度、 $\Delta p$  [Pa] は静圧差、 $T$  [Nm] はトルク、 $r$  [m] はファン半径を示す。

図 3.2.5, 3.2.6 より、どのケースにおいても計算は実験値を概ね捉えていることを確認した。すなわち、CFD を用いてパラメータ検討が可能であると判断した。

表 3.2.2 計算方法の概要

Governing Equation	RANS Equations
	Continuity Equation
Fluid	Incompressible
State	Unsteady
Turbulence Model	RNG $k-\varepsilon$ model
Boundary Layer	Std. Wall Function
Treatment of Rotation	MRF
Solution of $u$ and $p$	SIMPLEC
Scheme	2nd Order Up-Wind
Cell Structure	All Tetrahedral
Total Number of Cells	6.5Milion (Periodic bound.)
Calculation Code	SCRYU/TetraV8

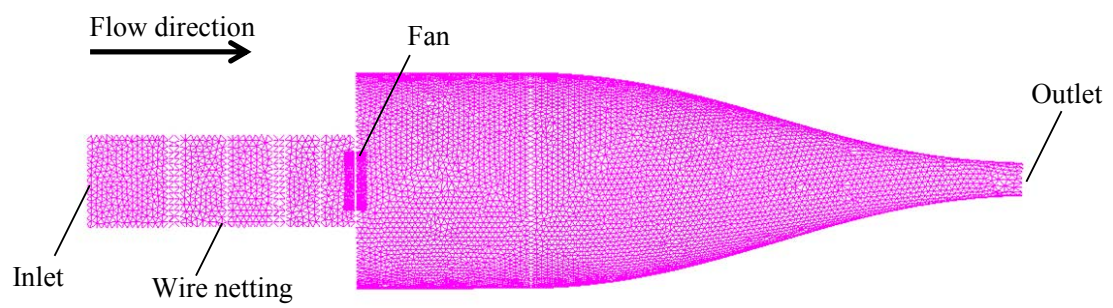


図 3.2.3 解析モデル

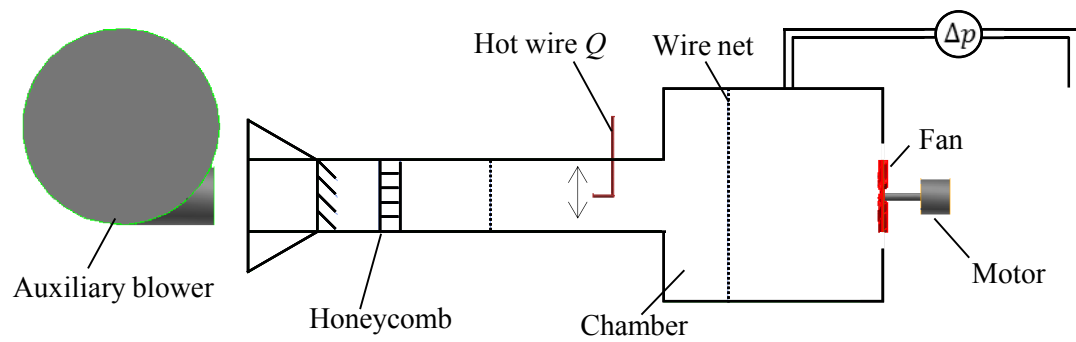


図 3.2.4 実験装置の概要図

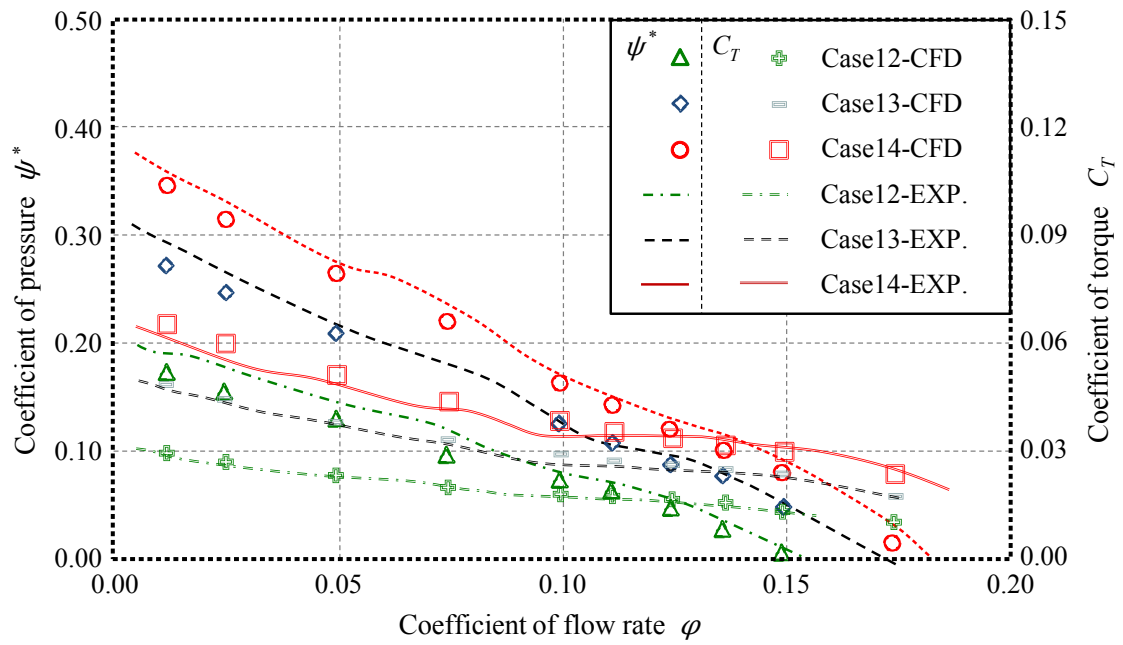


図 3.2.5 細幅翼の計算精度の確認

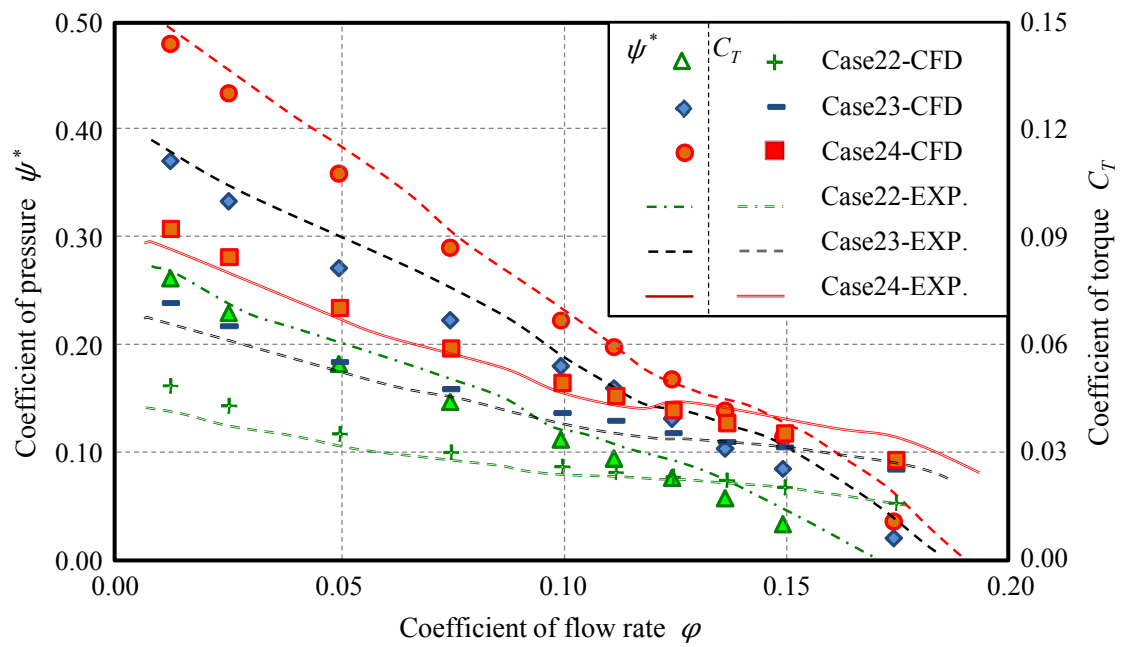


図 3.2.6 太幅翼の計算精度の確認

### 3.2.4. 翼面積の性能評価方法

従来の様に、単純に P-Q 特性や T-Q 特性を比較しても、ブレードの個々の設計パラメータがファンの性能に与える影響を抽出することは困難である。そこで、本項では、翼面積と性能の関係を整理するために、翼面積の影響を除いた無次元数を考える。本検討では図 3.2.7 に示す JIS B8330 による送風機試験方法に則った圧力利得を評価している。この送風機試験装置内でベルヌーイの式を考えると以下となる。

$$p_{ch} + \frac{1}{2} \rho u_{ch}^2 + \Delta p_t = p_o + \frac{1}{2} \rho u_o^2 \quad (3.2.3)$$

ここで、 $p_{ch}$  [Pa] はチャンバー内静圧、 $u_{ch}$  [m/s] はチャンバー内流速、 $\Delta p_t$  [Pa] はファンの全圧利得、 $p_o$  [Pa] は大気圧、 $u_o$  [m/s] はファン通過流速である。ここで、翼通過流路断面積に対してチャンバー内断面積が非常に大きいため、(3.2.3)式左辺第 2 項を 0 とみなすことができ、(3.2.3)式は以下となる。

$$\Delta p_t = p_o - p_{ch} + \frac{1}{2} \rho u_o^2 = \Delta p + \frac{1}{2} \rho u_o^2 \quad (3.2.5)$$

なお、 $\Delta p$  は前節で使用したファン前後の静圧差である。ここで、両辺を翼端周速度  $u_t$  による動圧で無次元化すると、全圧利得係数  $\psi_{to}$  を求めることができる。

$$\psi_{to} = \psi^* + \varphi^2 \quad (3.2.6)$$

ここで翼枚数が  $n$  枚時の利得について添え字  $n$  を用いて表すと、(3.2.6)式は以下のよう置き換えることができる。

$$\psi_{ton} = \psi_n^* + \varphi_n^2 \quad (3.2.7)$$

この時、翼枚数が増加しても翼周辺の流れ構造が同一であると仮定すると、ファンが行う全圧利得は翼枚数に比例する。

そのため、(3.2.7)式は 1 枚翼の利得を用いて以下のように表すことができる。

$$\psi'_{ton} = \psi_n^* + \varphi_n^2 = n\psi_1^* + n\varphi^2 \quad (3.2.8)$$

なお、計算結果との混乱を避けるために、理想値には[']を付けた。(3.2.8)式を理想値

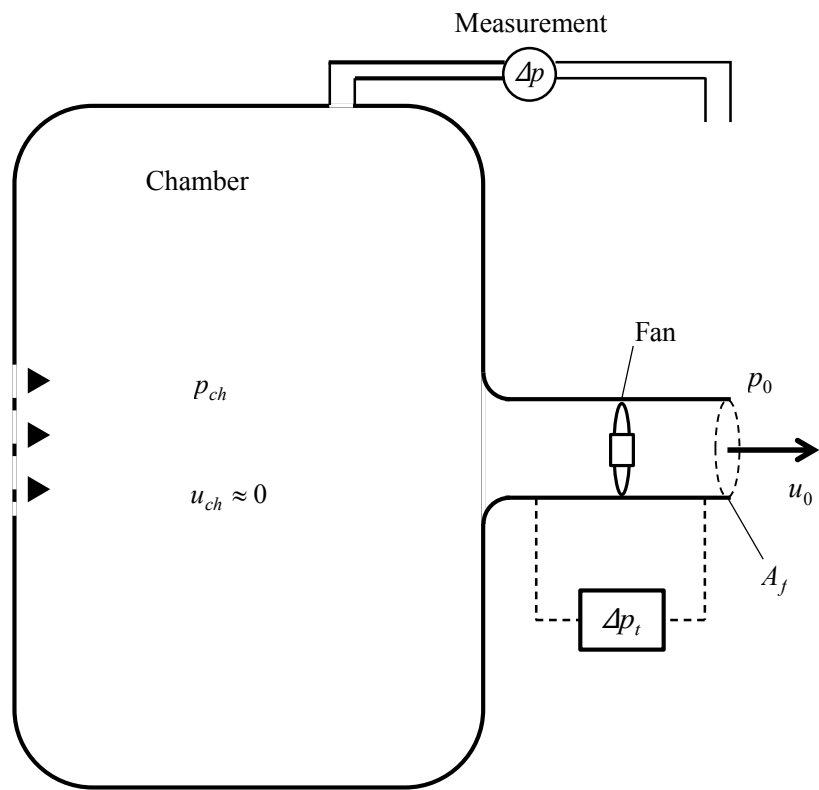


図 3.2.7 ベルヌーイの定理に用いた送風機試験装置の概要図



である  $\psi_n^{*'}$  について記述すると,

$$\psi_n^{*'} = n\psi_1^* + (n-1)\varphi^2 \quad (3.2.9)$$

となる. 設計した翼幅の異なるファンは 7:5 の相似関係にあるため, (3.2.9)式の  $n$  を細幅 1 枚翼に対する面積比  $\lambda$  に置き換えることが出来る.

$$\psi_\lambda^{*'} = \lambda\psi_1^* + (\lambda-1)\varphi^2 \quad (3.2.10)$$

(3.2.10)式により算出される理想値  $\psi_\lambda^{*'}$  と計算によって得られた  $\psi^*$  を比較することで, 翼面積の性能への影響を検討した.

### 3.2.5. 翼面積が P-Q 性能に及ぼす影響

図 3.2.8 に Case11, 13, 15, 図 3.2.9 に Case21, 23, 25 の  $\varphi$ - $\psi^*$  特性,  $\varphi$ - $\psi_\lambda^{*'}$  特性をそれぞれ示す. また, 図 3.2.10 に全ケースにおける  $\varphi=0.05$ ,  $\varphi=0.15$  での  $\psi_\lambda^{*'}$  に対する性能変化の割合  $\psi^*/\psi_\lambda^{*'}$  を示す. まず図 3.2.8, 3.2.9 より, 低流量域では  $\psi^*$  は  $\psi_\lambda^{*'}$  よりも低い値を示しており, 翼枚数が増加するにつれてその傾向が増大している. つまり, ブレード 1 枚当たりの利得が減少している事が分かり, これは Nüll ら<sup>[7]</sup>が示唆したように, 実現象においては翼枚数のみで性能向上することの限界を意味している. 一方, 高流量域では  $\psi^*$  は  $\psi_\lambda^{*'}$  に近づいており, 翼枚数に応じて利得が増える傾向にある. 特に,  $\varphi=0.10 \sim \varphi=0.15$  の流量域では枚数に応じて性能が向上している. これを確認するために, 図 3.2.11 及び図 3.2.12 に Case11, 13, 15 の翼断面圧力分布の結果を比較した. 図より, 定量的に若干の乖離が見られるが, 定性的に結果は一致している事が分かる. この乖離は, 翼枚数の増加に伴う翼間有効流路幅減少による流速増加が原因である. 即ち, 流速増加に伴う, 壁面摩擦の増大や翼に対する相対的な迎え角の変化によるものであるが, 翼間の流れが軸流パターンであり, 圧力利得の絶対値が小さい高流量域においては, ファンの P-Q 特性に影響を与える程大きくない事を意味している. また, 両ケースの性能は面積比  $\lambda$  が同じ場合, 概ね一致しており, これは図 3.2.13, 3.2.14 に示す翼面圧力分布及び, 図 3.2.15, 3.2.16 に示す翼円筒断面上(A-A' 断面)の圧力分布により確認できる. なお, 図中の  $C_p$  は以下の式で算出される無次元圧力であり, 以下の式より算出した.

$$C_p = 2p_s / (\rho \cdot u_t^2) \quad (3.2.11)$$

ここで,  $p_s$  [Pa] は翼表面の局所圧力である. また, 横軸は翼弦長によって無次元化した値を示す. 図より, 両者の圧力分布は概ね一致していることが分かる. つまり, 翼

型が相似であり総翼面積が同じ場合、翼列内の流れパターンは本質的に変化しないことが分かった。

次に、図 3.2.10 に示した  $\varphi=0.05$  条件における性能低下の要因を考察する。図 3.2.17 及び 3.2.18 に圧力面側及び負圧面側から渦度の等値面を用いて可視化した結果を示す。図より、翼枚数が増加しても、渦構造の規模に顕著な違いは見られないが、ピッチ間隔が狭くなる事で、翼後縁から生成される渦構造（剪断応力を持つ流れ）が負圧面に生成される剥離渦と干渉していく様子が確認できる。これは、図 3.2.19 及び図 3.2.20 に示、翼表面の圧力分布からも分かる。更に、翼間の流れ構造を詳細位把握するために、図 3.2.21 に Case11, 15 の低流量域 (A,B)及び高流量域 (C,D) の翼円筒断面上の相対速度ベクトルを示す。図より、1枚翼の④では流体は翼に沿って流れているが、翼枚数が多い⑥では翼後縁から流出した流れが隣の翼に衝突しており、翼間に渦が発生していることが確認できる。一方、高流量域では翼枚数に限らず流体は翼表面に沿って流れており、両者の流れ構造に顕著な違いは見られない。以上より、翼枚数増加に伴う性能低下の原因は翼列干渉であり、流れ構造が遠心パターンである低流領域では、翼後縁から流出する流れ構造が翼負圧面側に逆流し、衝突する事による剥離渦の変化であった。一方、高流量域では、翼間有効流路幅減少による流速増加に伴う、壁面摩擦の増大や翼に対する相対的な迎え角の変化によるミクロ的な性能変化はあるが、低流量域のような流れ構造の変化は翼列干渉によっては誘起されないため、ファンの P-Q 特性に顕著な変化は生じないことが分かった。

### 3.2.6. 翼面積が T-Q 性能に及ぼす影響

商用車において、冷却ファンはモータを用いて作動させるために、効率も重要な要素となる。そこで、本節では翼面積がファン効率に及ぼす影響について比較検討した。図 3.2.22 に細幅 1 枚翼(Case11)を基準としたときのトルク特性  $C_T/C'_{T\lambda}$ ，図 3.2.23 に総翼面積が同じである Case13 と Case23 の効率曲線を示す。なお、 $C'_{T\lambda}$  及び  $\eta$  は以下の式で定義しており、添え字は面積比を示す。

$$C'_{T\lambda} = \lambda C_{T1} + (\lambda - 1)\varphi^2 \quad (3.2.11)$$

$$\eta = \Delta p \cdot Q / (T \cdot \omega) \quad (3.2.11)$$

図 3.2.22 より、高流量域である  $\varphi=0.15$  条件では  $C_T/C'_{T\lambda}$  は 1 に近い値を示しており、枚数に比例して性能が向上している。一方、低流量域である  $\varphi=0.05$  条件では面積比の増加に伴い、性能が低下している。次に、図 3.2.23 において Case13, Case23 の効

率を比較すると両ケースの効率特性は概ね一致しており、翼幅変化の影響は殆ど見られない。

### 3.2.7. 翼面積に関する設計の考え方

ここでは、電動ファンとエンジン直結型ファンに分けて、翼面積に関する設計の考え方を述べる。既述した通り、電動ファンでは P-Q 特性と T-Q 特性が重要となり、性能の善し悪しはこれら二つの特性の比である効率特性で決まる。上述した通り、総翼面積を固定した場合、翼枚数や翼幅によらず、効率特性は概ね一致する。また、総翼面積が大きい方が性能は良いため、ファンの性能を向上させるためには可能な限り総翼面積を大きく設計する方が良い。しかし、既述した通り、弦節比を大きくし面積を増やす方法では、翼列干渉の存在から極大値が存在するため、この事を考慮する必要はある。また、翼面積を増やすことは、材料費が増えることに繋がるため、設計者はコストと性能の観点から冷却ファンを造る必要がある。一方、エンジン直結型ファンの場合、コストと性能がトレード・オフの点に変わりはないが、T-Q 特性を考慮する必要がない。上述の検討において、総翼面積が同じ場合でも、P-Q 特性のみを考慮する場合は、太幅翼の方が細幅翼に比べて性能は良い事が確認できている。その為、後方のエンジン等の障害が無く、流れ方向に十分な領域を確保できる場合、エンジン直結ファンにおいては太幅翼で設計することが望ましい。

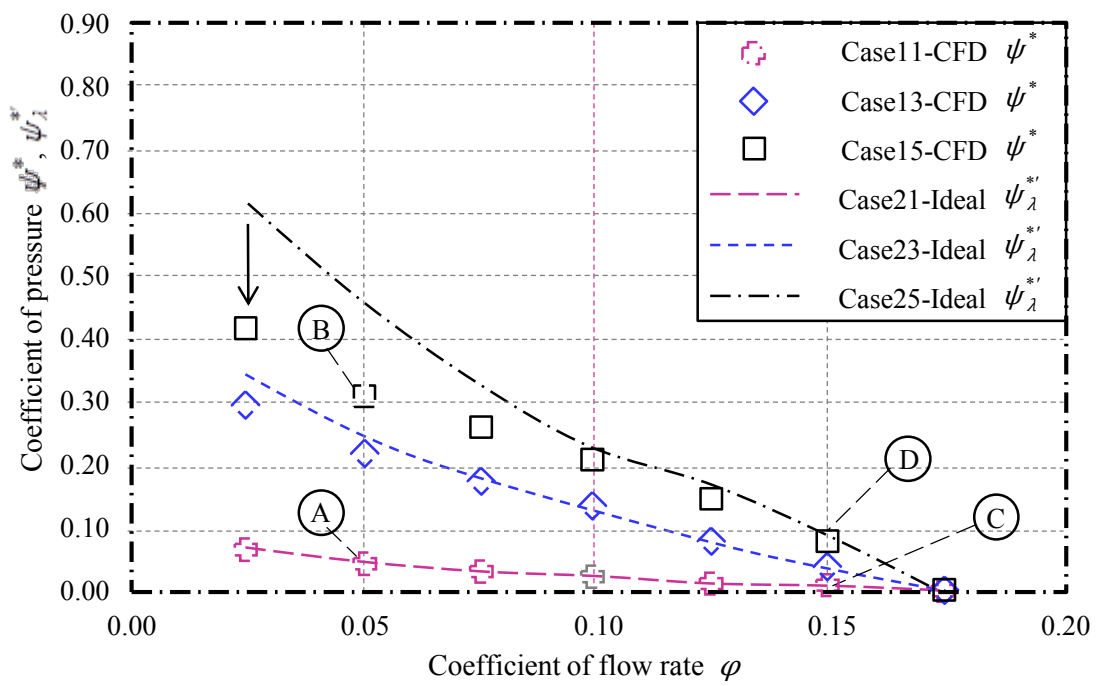


図 3.2.8 計算結果と理想値の比較 (細幅翼)

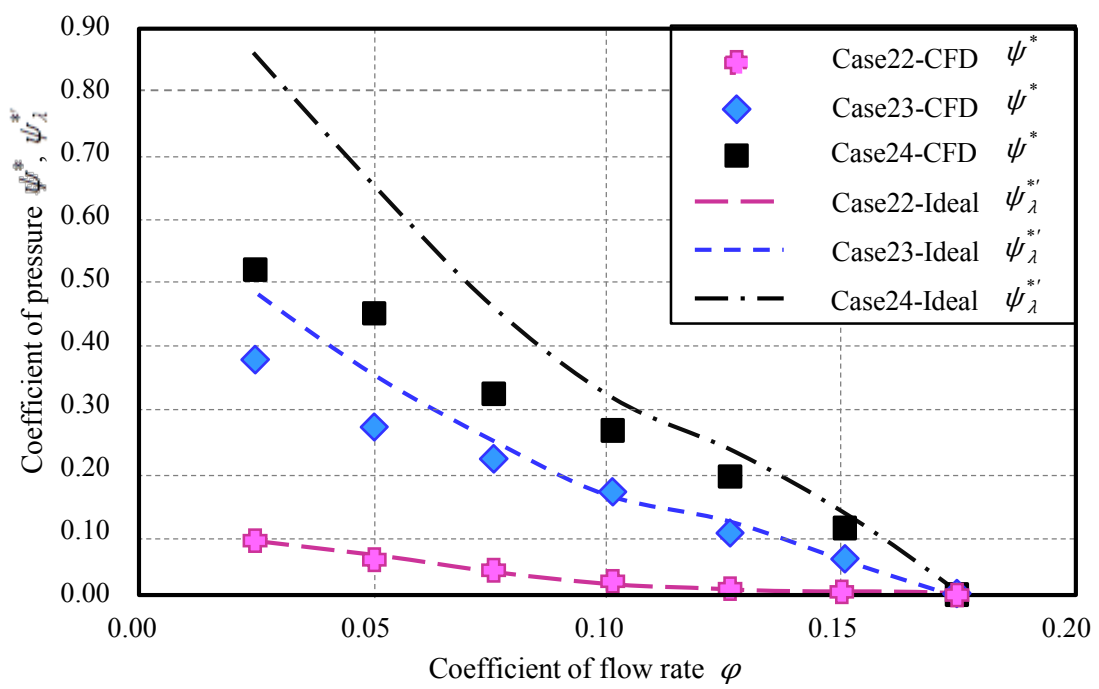


図 3.2.89 計算結果と理想値の比較 (太幅翼)

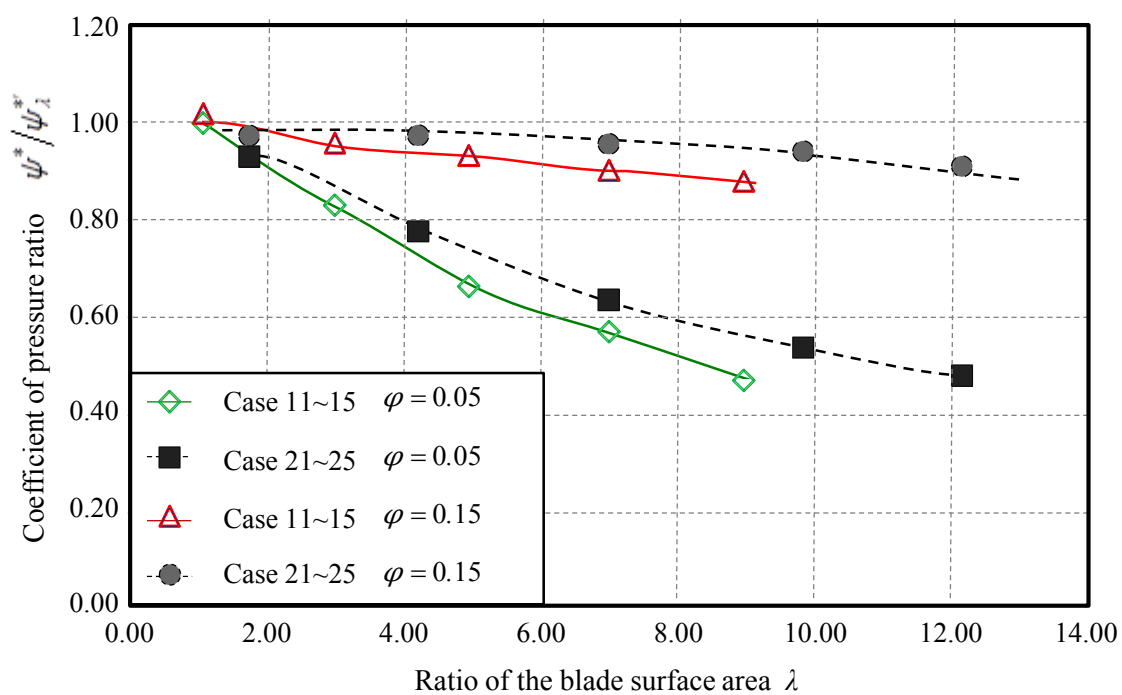


図 3.2.10 翼面積比と圧力係数比の関係（翼面積の検討）

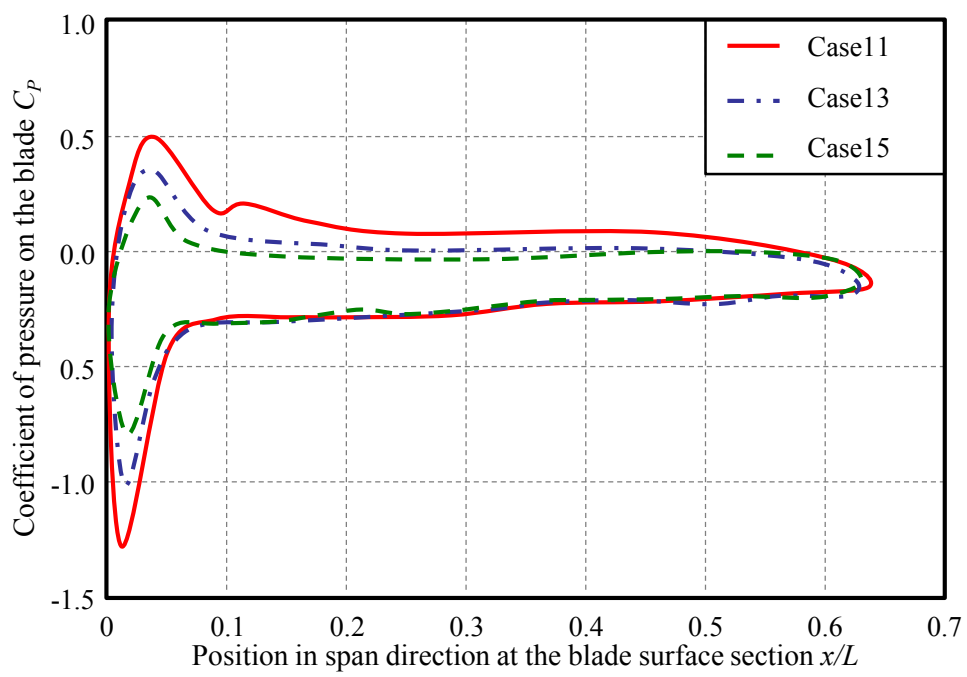


図3.2.11 翼断面の表面圧力分布 (Case11, 13, 15,  $\varphi = 0.10$ )

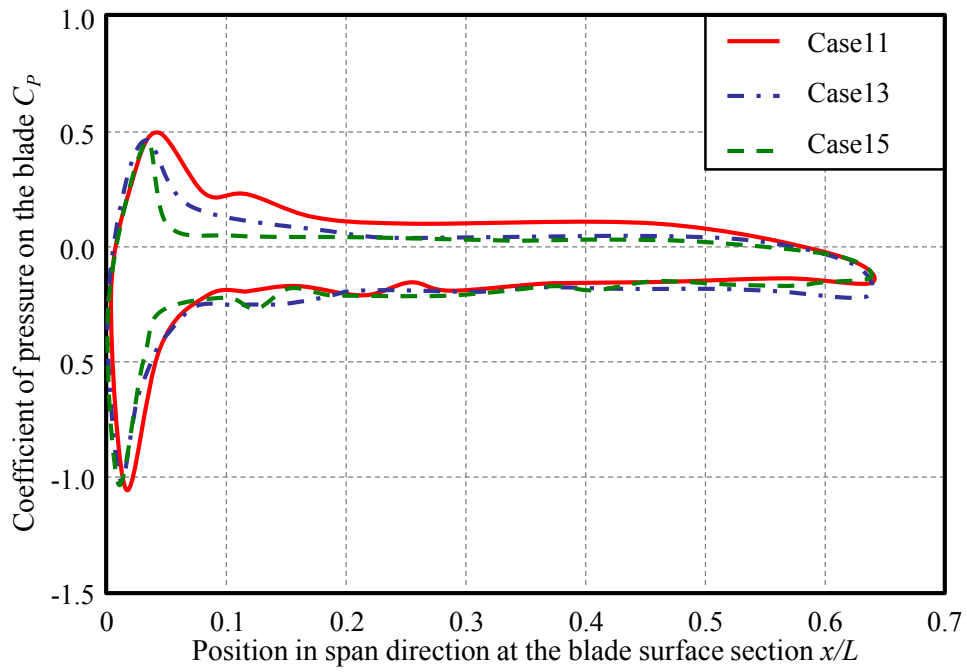


図3.2.12 翼断面の表面圧力分布 (Case11, 13, 15,  $\varphi = 0.15$  )



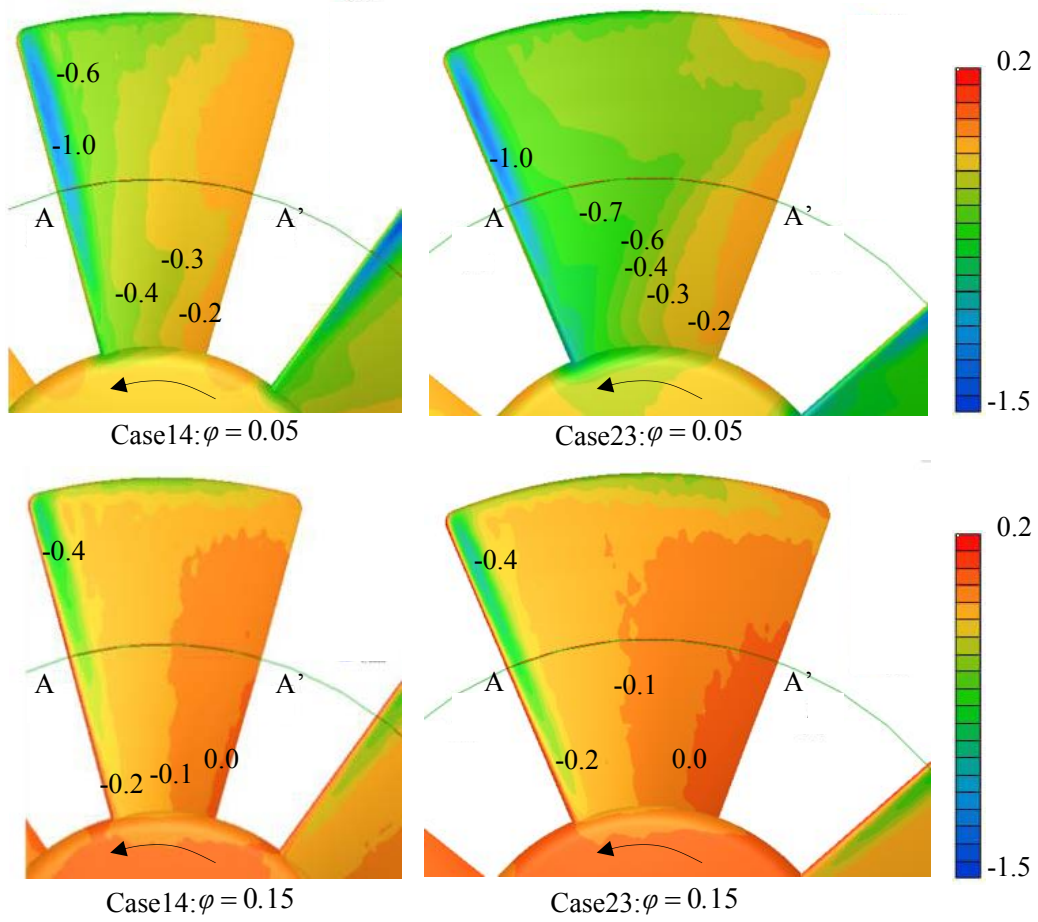


図 3.2.13 翼負圧面の圧力分布

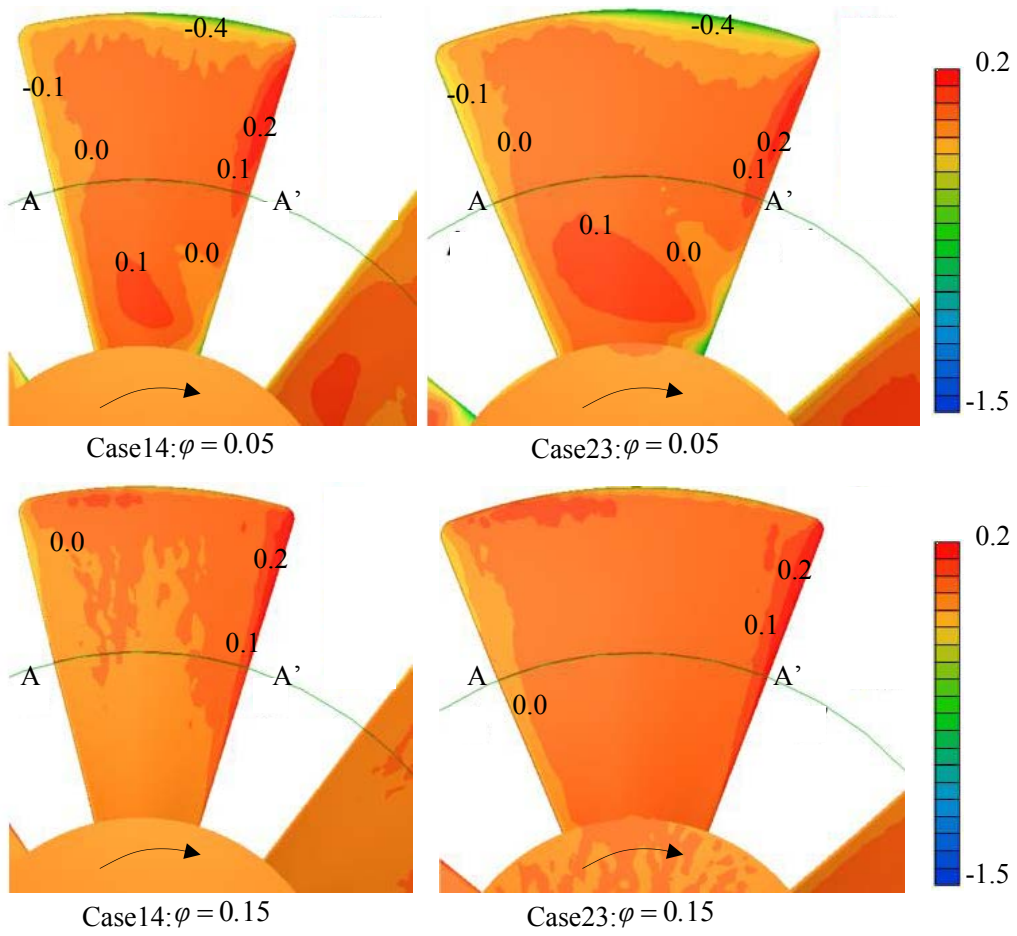


図 3.2.14 翼圧力面の圧力分布

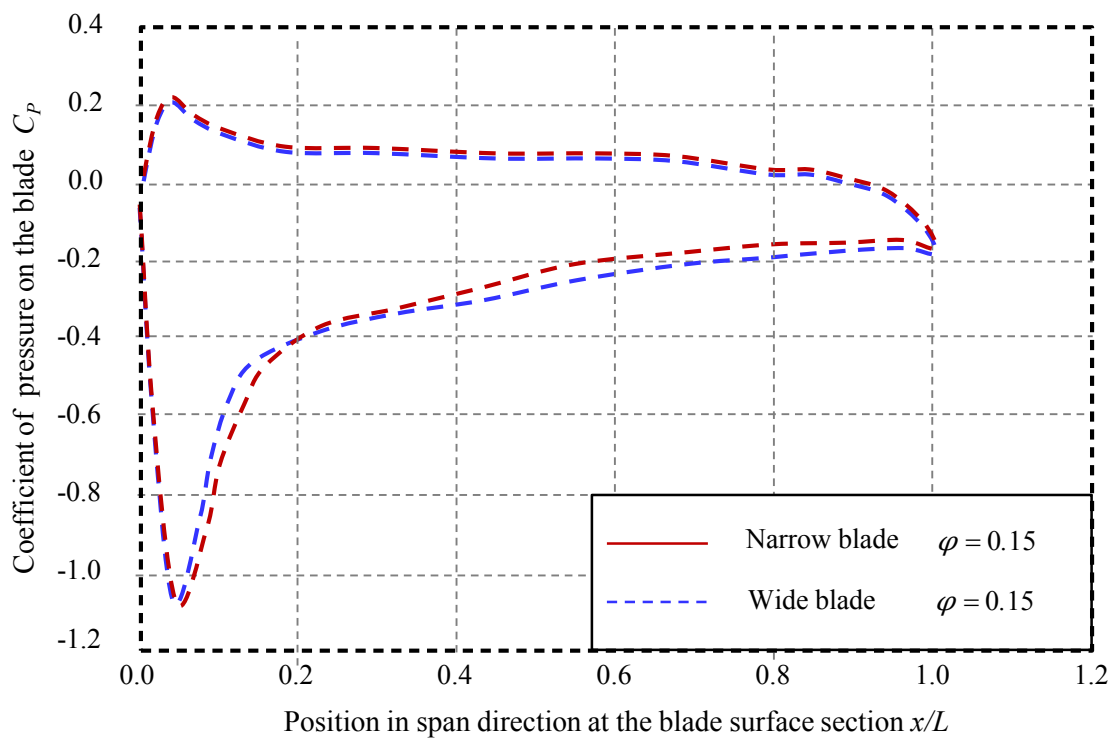


図3.2.15 A-A'断面の表面圧力分布 (Case14, 23,  $\varphi = 0.15$  )

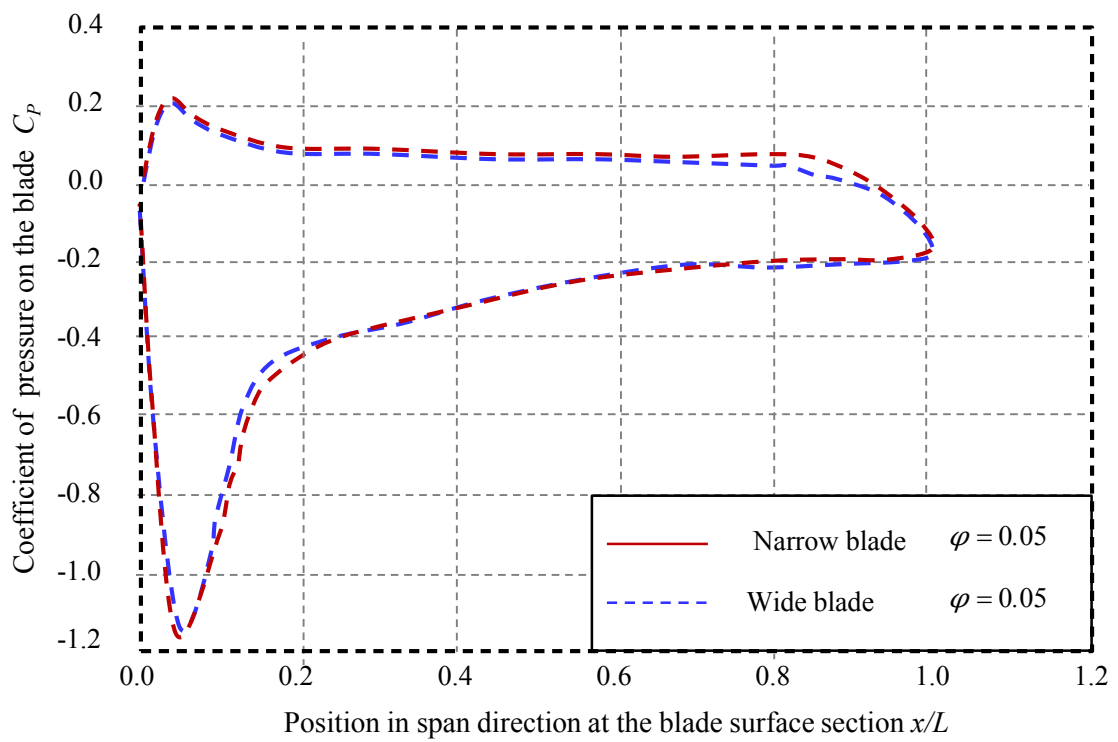


図3.2.16 A-A'断面の表面圧力分布 (Case14, 23,  $\varphi = 0.05$ )

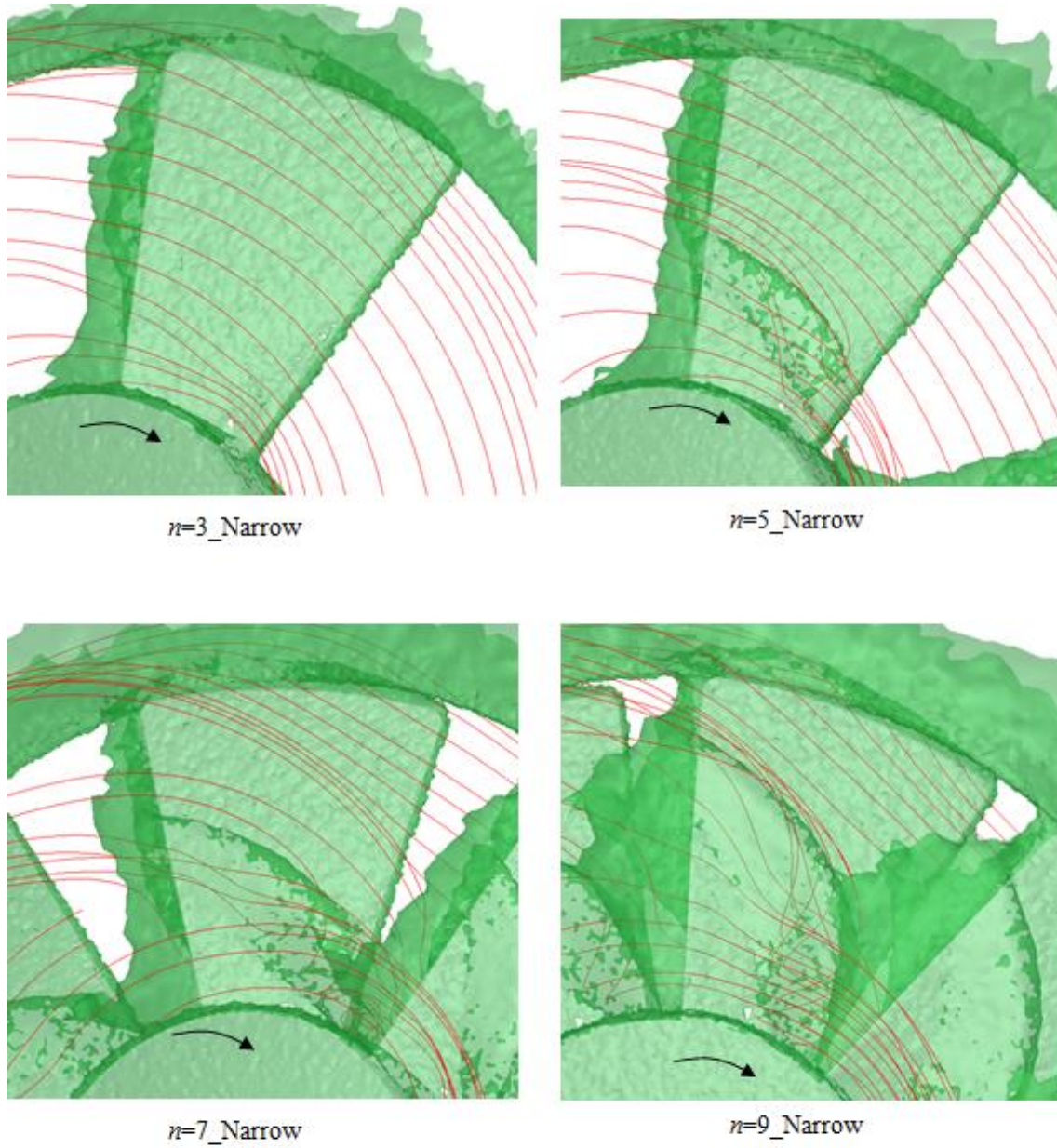
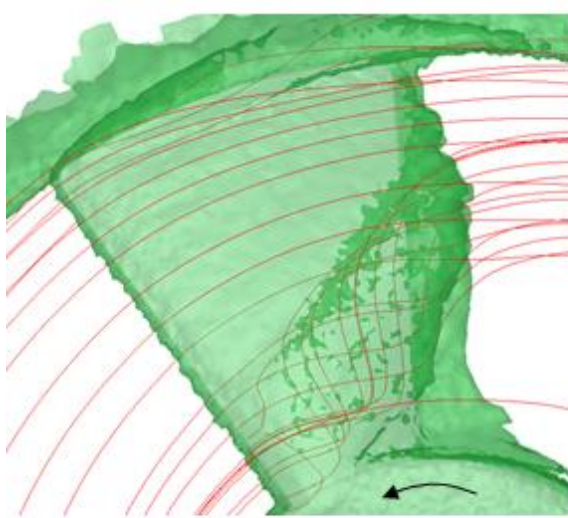
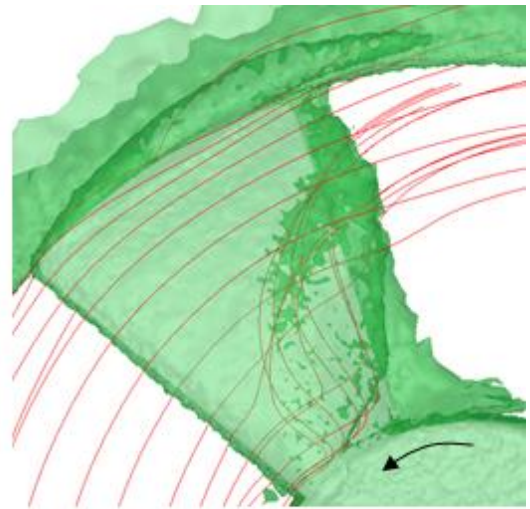


図3.2.17 翼周辺の流れ構造（圧力面）

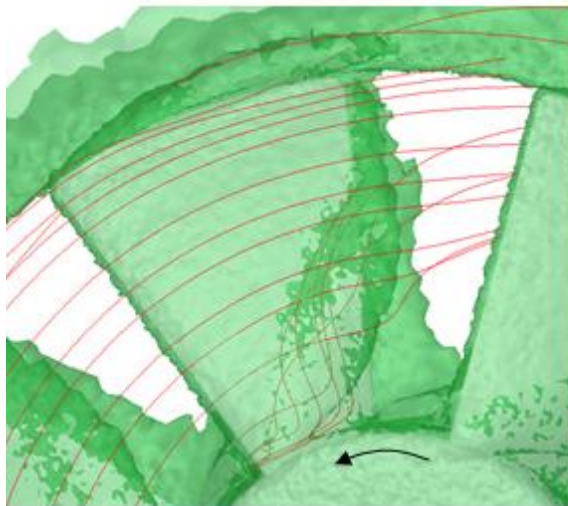




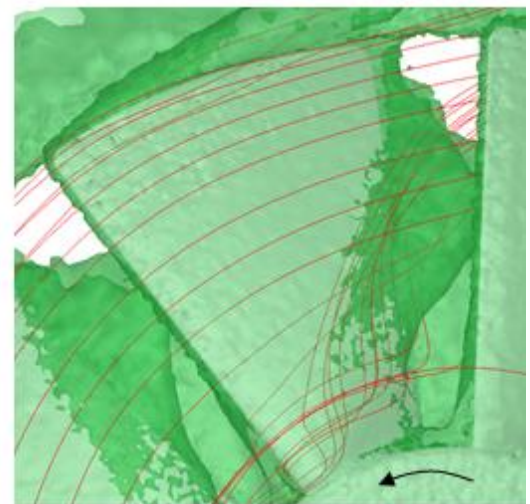
$n=3\_Narrow$



$n=5\_Narrow$



$n=7\_Narrow$



$n=9\_Narrow$

図3.2.18 翼周辺の流れ構造（負圧面）

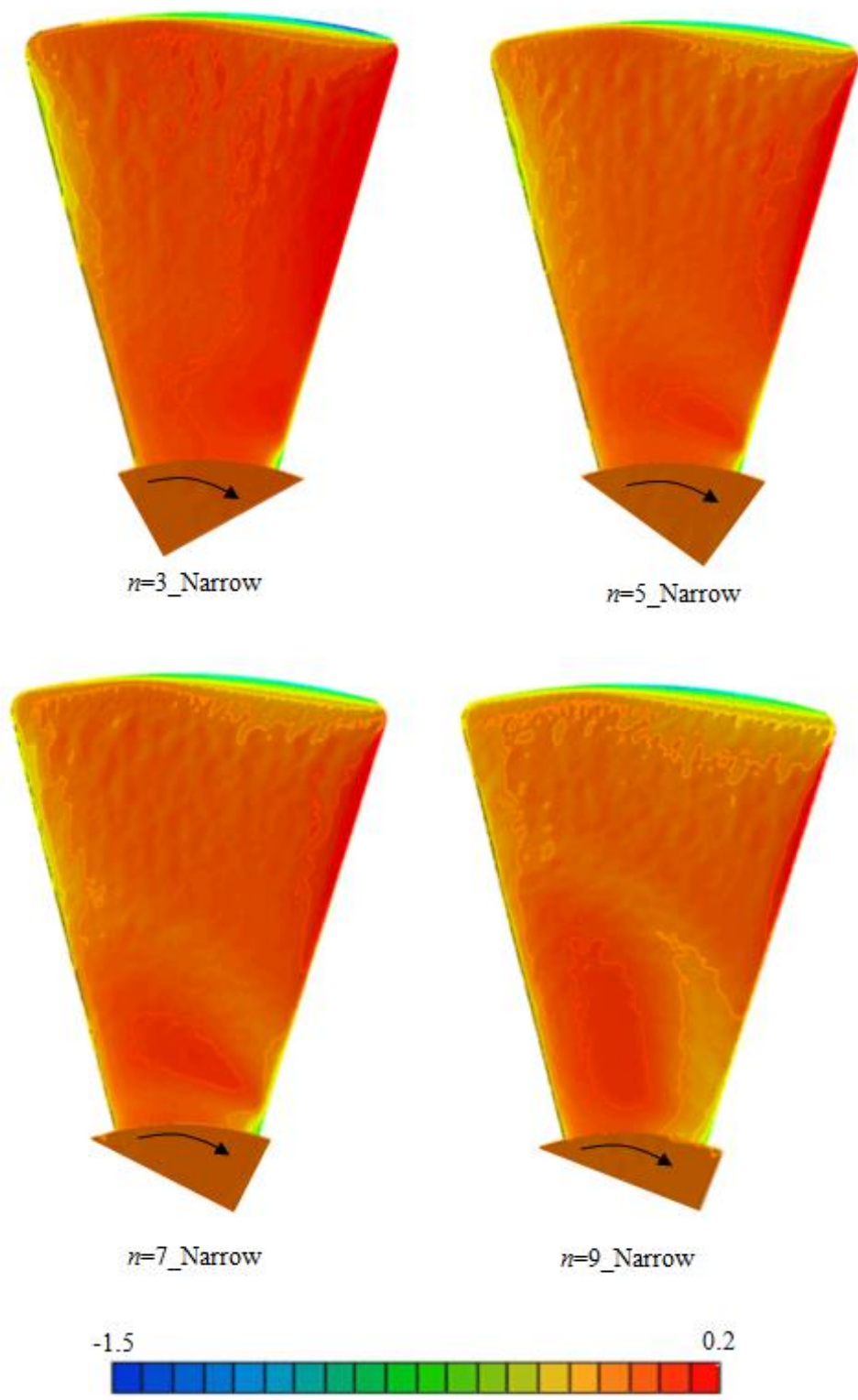


図3.2.19 翼圧力面の圧力分布 ( $n=3, 5, 7, 9$ )

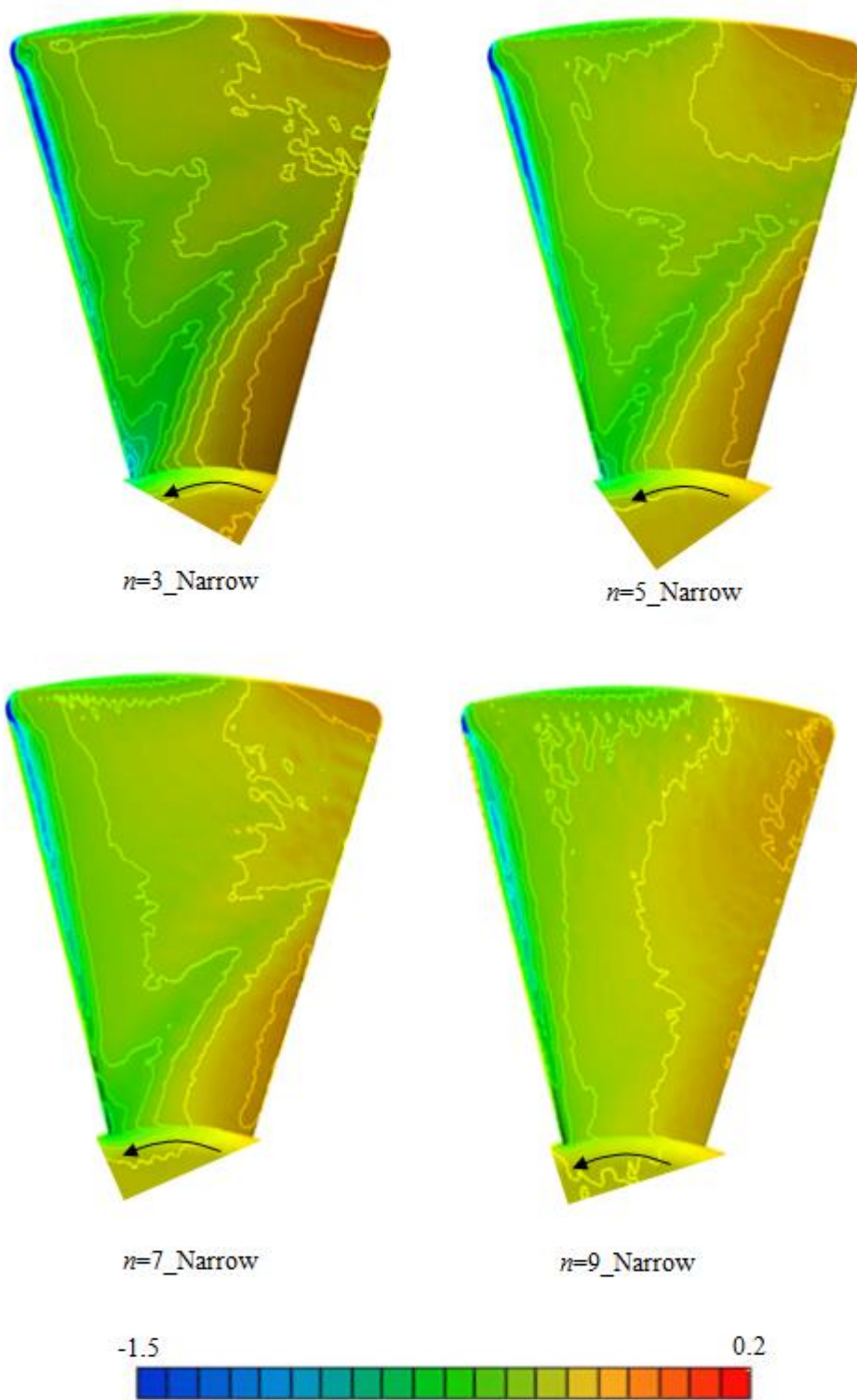


図3.2.20 翼負圧面の圧力分布 ( $n=3, 5, 7, 9$ )



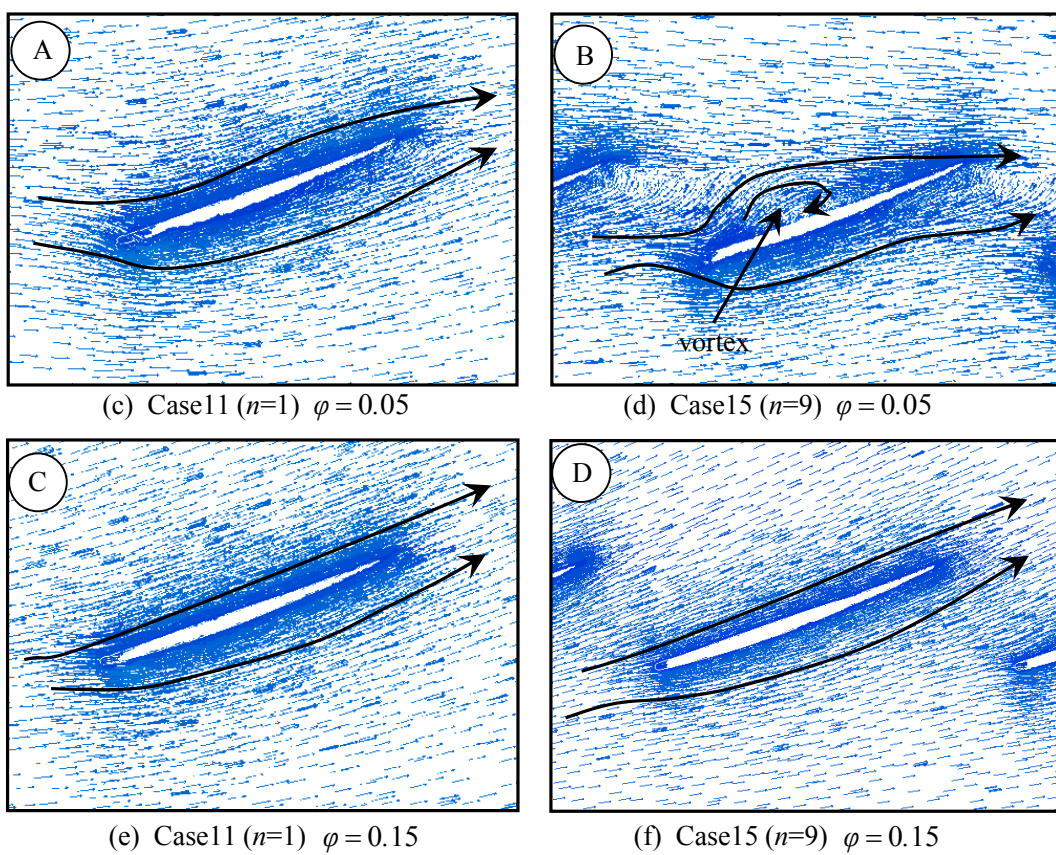


図3.2.21 翼断面の流れ構造の比較 (Case11, 15,  $\varphi = 0.05$ ,  $\varphi = 0.15$ )

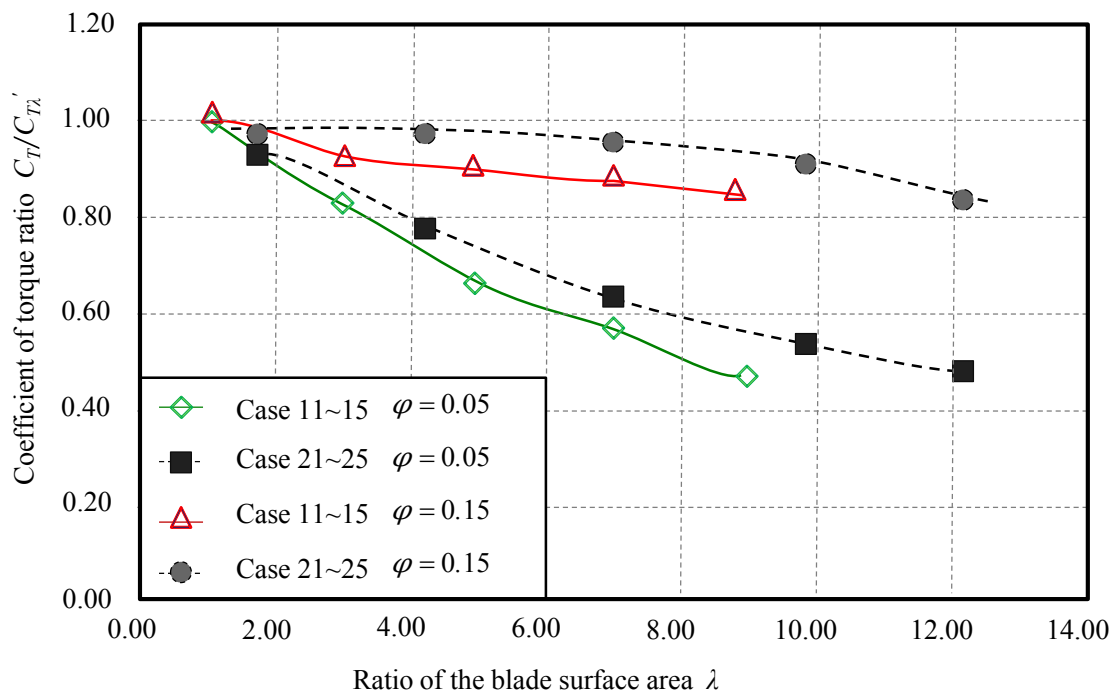


図3.2.22 翼面積比とトルク係数比の関係

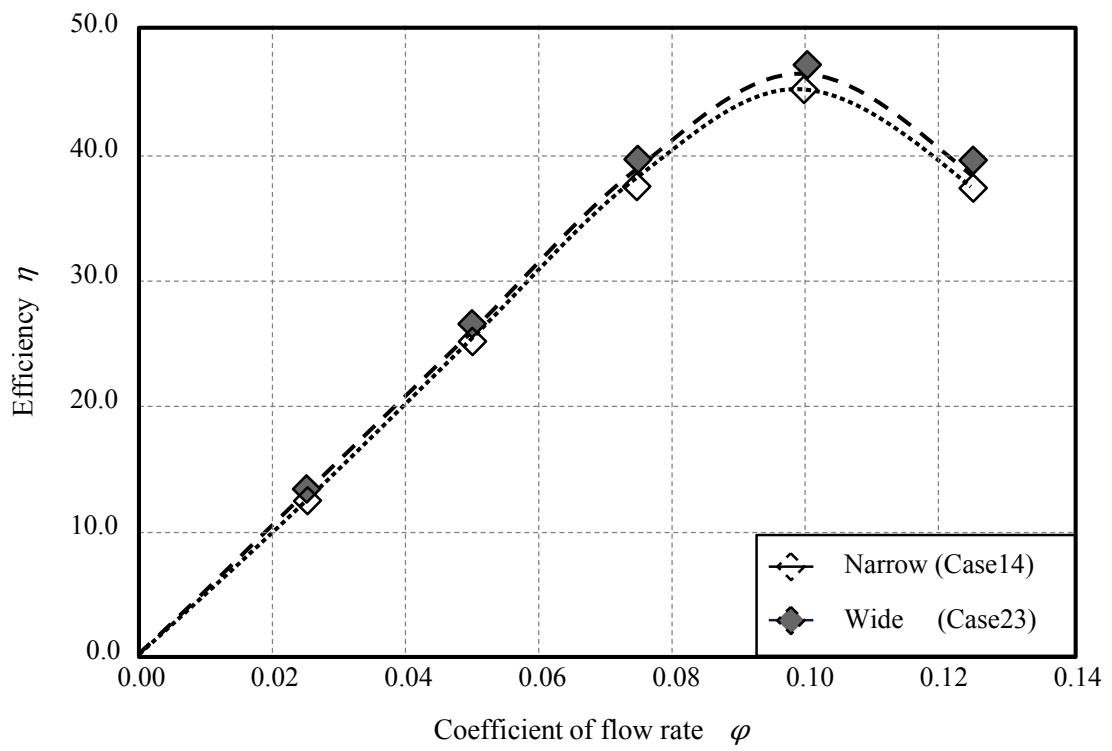


図3.2.23 同翼面積比における太幅翼と細幅翼のファン効率特性の比較

### 3.3. 翼形状がファン性能に与える影響

#### 3.3.1. 検討概要

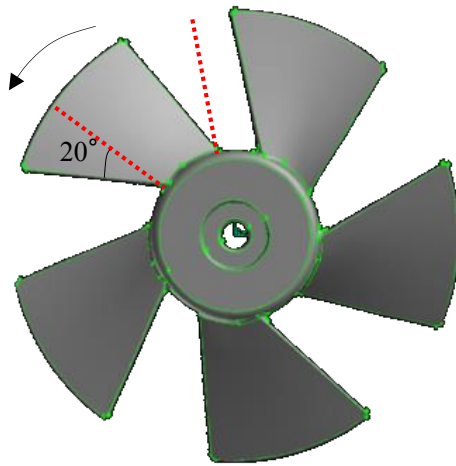
ここでは、前章で述べた総翼面積の関係が翼形状を変化させた場合にも成立するか否かを確認する。具体的には、図 3.3.1 に示すように、後退翼ファン、前進翼ファンおよび前章で使用したストレートファンにて検討を行った。なお、今回は細幅翼のみで検討を行った。また、ファン周辺の幾何条件および計算方法等のその他の条件は全て前章と同じとした。

#### 3.3.2. 結果及び考察

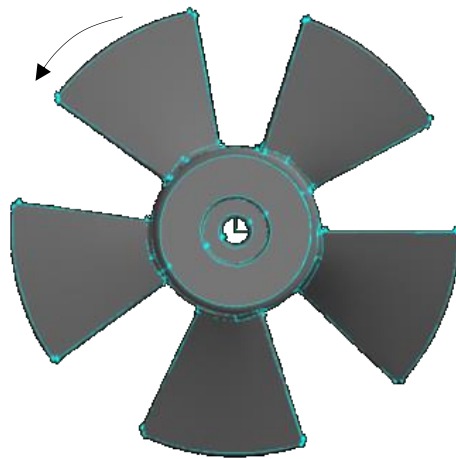
図 3.3.2 にストレート 1 枚翼に対する性能変化の割合を示す。なお、図は縦軸に理想値  $\psi_{\lambda}^*$  に対する計算値  $\psi^*$  を、横軸に面積比  $\lambda$  を取っている。また、低流量における代表流量を  $\varphi=0.05$ 、高流量における代表流量を  $\varphi=0.15$  として比較した。図より、 $\varphi=0.05$  では上述した翼面積の検討と同様に  $\lambda$  が増加するにつれて理想値  $\psi_{\lambda}^*$  に対する性能変化の割合が低下する。一方、高流量においては、 $\lambda$  が増加しても顕著に性能が低下せずに近い値となった。次に、翼形状ごとに値を比較すると、全ての面積比、流量において概ね一致しており、図 3.3.3 に示すようにブレード周辺の流れ構造に顕著な差異は見られない。以上のように、翼型、翼面積、そり角やスタagger角などのパラメータを統一した軸流設計を行うことで、軸流域だけでなく斜流及び遠心流域においてもファン性能に顕著な差異が生じない結果となった。言い換えると、前進/後退等の形状を変えた際のファン性能への影響は少ないことが判明した。

#### 3.3.3. 翼形状に関する設計の考え方

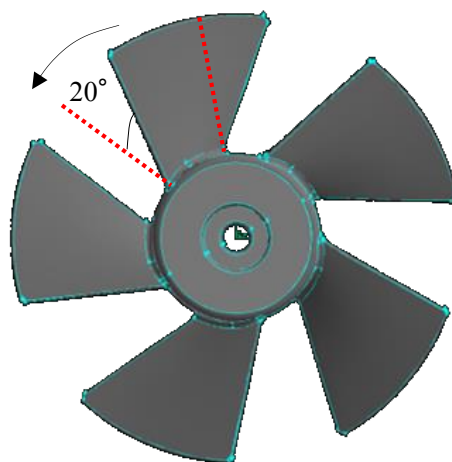
ここでは、前進・後退・直進翼等によく計上に関する設計の考え方を述べる。既述した通り、「前進翼が優れている」や「後退翼が優れている」等の各企業が持つ通説とは異なり、総翼面積が等しく、かつ迎角や反り等の他の翼諸元も相似に設計した場合、翼形状によるファン性能への影響は少なく、性能の善し悪しは別のパラメータによって決定される。



(g) Forward Blade



(h) Straight Blade



(i) Backward Blade

図 3.3.1 供試体（翼形状の検討）

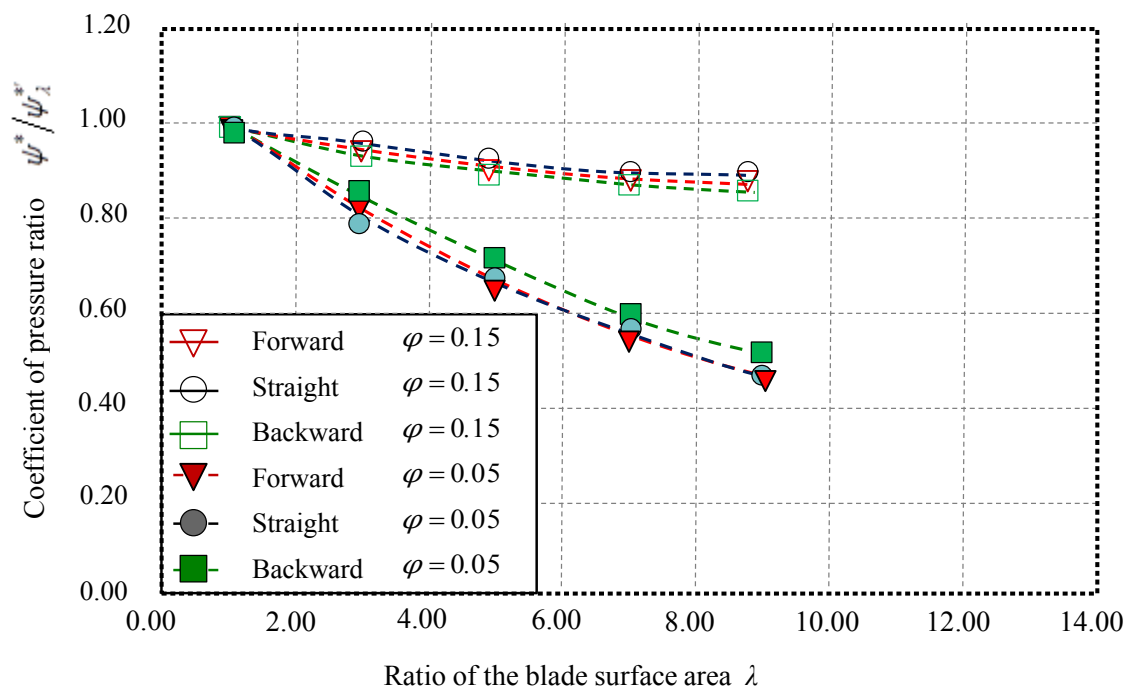
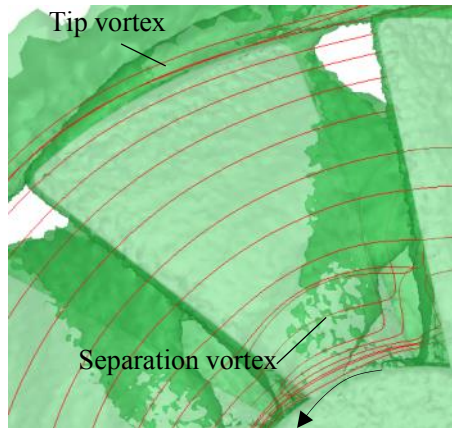
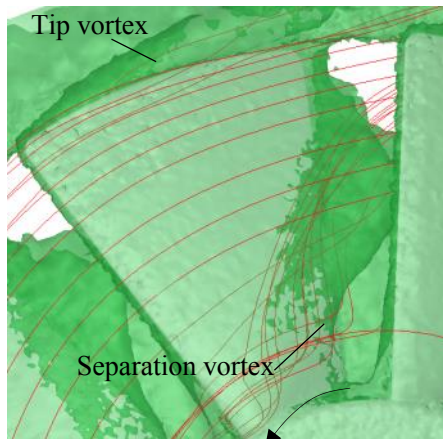


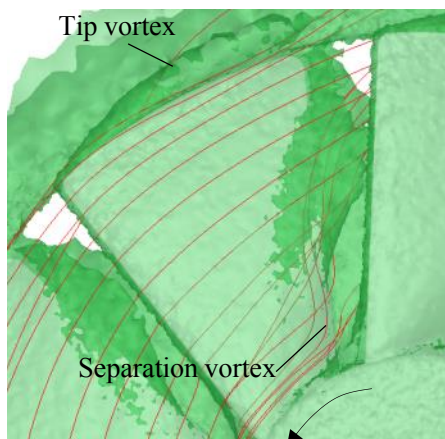
図 3.3.2 翼面積比と圧力係数比の関係 (翼形状の検討)



(j) Forward blade



(k) Straight blade



(l) Backward blade

図3.3.3 翼周辺に生成された渦構造  $\phi = 0.05$

## 3.4. 翼の取り付け角がファン性能に与える影響

### 3.4.1. 検討概要

ここでは、前章までに述べた総翼面積の関係が迎角を変化させた場合にも成立するか否かの検討を行う。具体的には、迎角のみの影響を抽出するために、総翼面積が同じ Case14 と Case23 を用いてこれを基準とし、ブレードのハブに対する取り付け角度を変化させることでファン性能への影響を調査した。図 3.4.1 に検討した取り付け角度を示す。Case14, 23 を基準 ( $30^\circ$ ) とし、 $30^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $55^\circ$  の計 12 ケースで検討を行った。なお、ファン周辺の幾何形状および計算方法等のその他の条件は全て前章までと同じとした。

### 3.4.2. 結果及び考察

図 3.4.2 に取り付け角度と圧力係数  $\psi^*$  の関係を示す。なお、横軸は取り付け角度、縦軸は圧力係数を示しており流量係数ごとに結果をプロットした。図より、取り付け角度と圧力係数の関係は翼枚数に依存せず取り付け角度が増加することで圧力利得も増加する傾向にあることが分かる。次に、取り付け角ごとに両者の性能を比較すると、取り付け角  $30^\circ \sim 50^\circ$  までは概ね同じ値を示しているが、 $55^\circ$  においては、低流量域で違いが生じている。ただし、流量の増加に伴い両者のずれは徐々に小さくなり、風車点近くでは一致していることが確認できる。そこで、 $\psi^*$  が概ね一致した基準の  $30^\circ$  と違いが生じた  $55^\circ$  に着目し、以下に結果の考察を行う。

図 3.4.3 に取り付け角度  $30^\circ$ ,  $55^\circ$  の  $\phi=0.05$  における細幅 7 枚翼、太幅 5 枚翼の翼端円筒断面における相対速度ベクトル(図 3.4.2 中の E~J に対応)を示す。図より、 $\psi^*$  に違いがみられなかった  $30^\circ$  (E, F)ではどちらのファンもブレードに沿うような流れとなっており、両者の流れ構造に違いは見られない。一方、 $\psi^*$  に違いがみられた  $55^\circ$  (G, H)ではブレード前縁の剥離特性や剥離再付着点に違いがみられる。ただし、図 3.4.3 に示す風車点に近い  $\psi^*$  が一致していた (I, J)では両者の流れ構造に顕著な差異はみられない。つまり、低流量域においてはブレード前縁からの剥離渦や翼端渦が大きく生成される。取り付け角度を増加させることは、主流のブレードに対する進入角度を増加させるためブレード前縁での剥離が生じやすくなる。すなわち、取り付け角度が大きいほど翼前縁での剥離渦の規模も大きくなり、翼同士の干渉も強まる。検討に用いたファンは、ブレードの総面積に違いはないが、ブレードのピッチ間隔は異なる。つまり、前章と同様にピッチ間隔の狭い細幅翼は翼列干渉による運動量の損失が大きかったため、低流量域において利得が低下したと考えられる。一方で、取り付け角度のファン効率への影響を見ると(図 3.4.4 参照)、取り付け角  $55^\circ$  の効率特性は  $\psi^*$  に差異が生じたにもかかわらず概ね一



致している。つまり、ブレードの総翼面積が同じであれば取付け角度を変化させても同じ特性が得られることが判明した。

### 3.4.3. 翼の取付け角度に関する設計の考え方

ここでは、翼の取付け角度に関する設計の考え方を述べる。図 3.4.2 より、取付け角度が  $30\sim 45^\circ$  間においては、取付け角度と性能には相関があり、取付け角度が大きい程性能が良いことが分かる。また、図 3.4.4 より、最大効率点は、どの角度においても概ね  $\varphi = 0.10$  で変化は無い。即ち、取付け角度を大きく取ることによって、性能向上が見込めることが分かった。また、取付け角度を大きくすることは、流れ方向の省スペース化にも繋がる。但し、角度を付けすぎた場合は、翼列干渉や羽根自体が抵抗となり性能低下の原因に繋がるため、十分な注意を持って検討する必要がある。

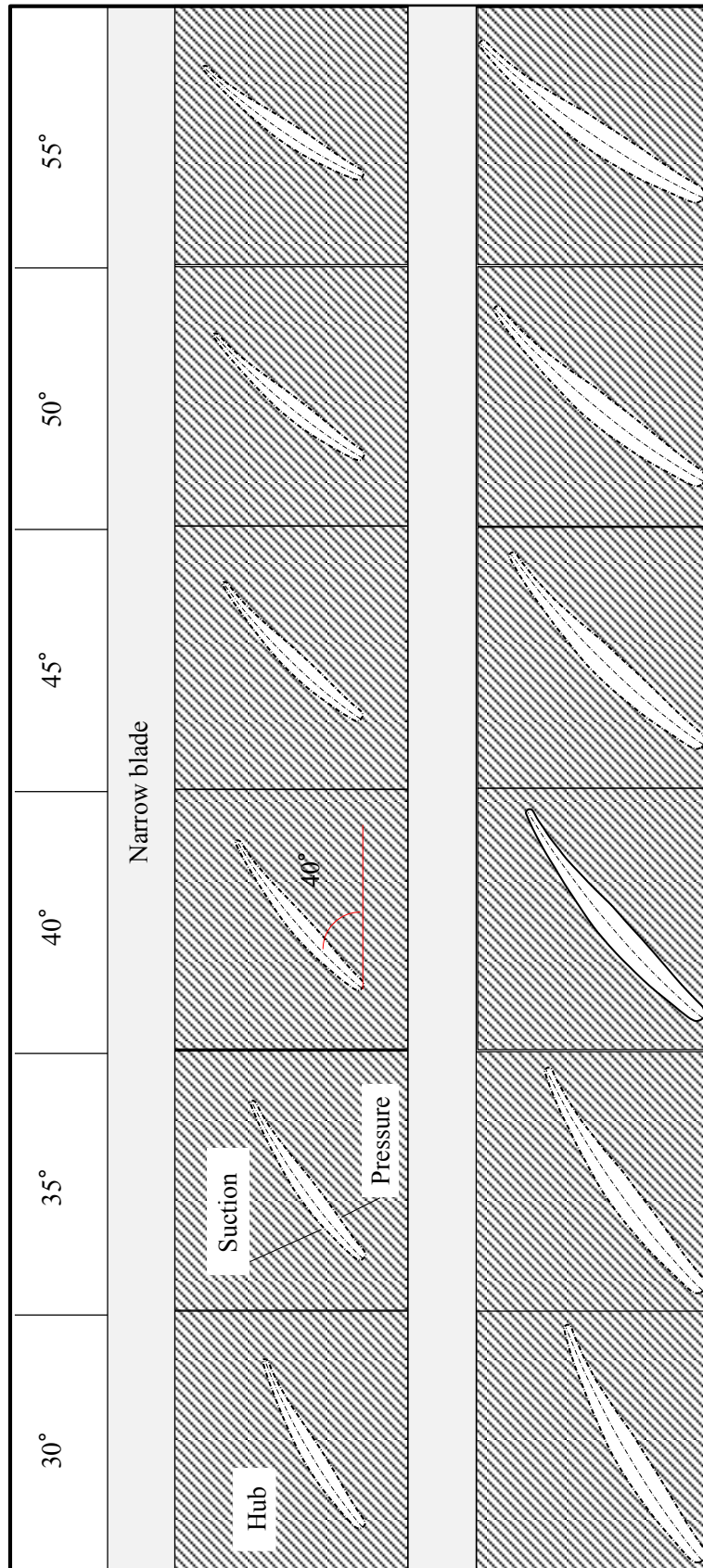


図3.4.1 供試体（翼取り付け角度の検討）

Coefficient of flow rate  $\varphi$

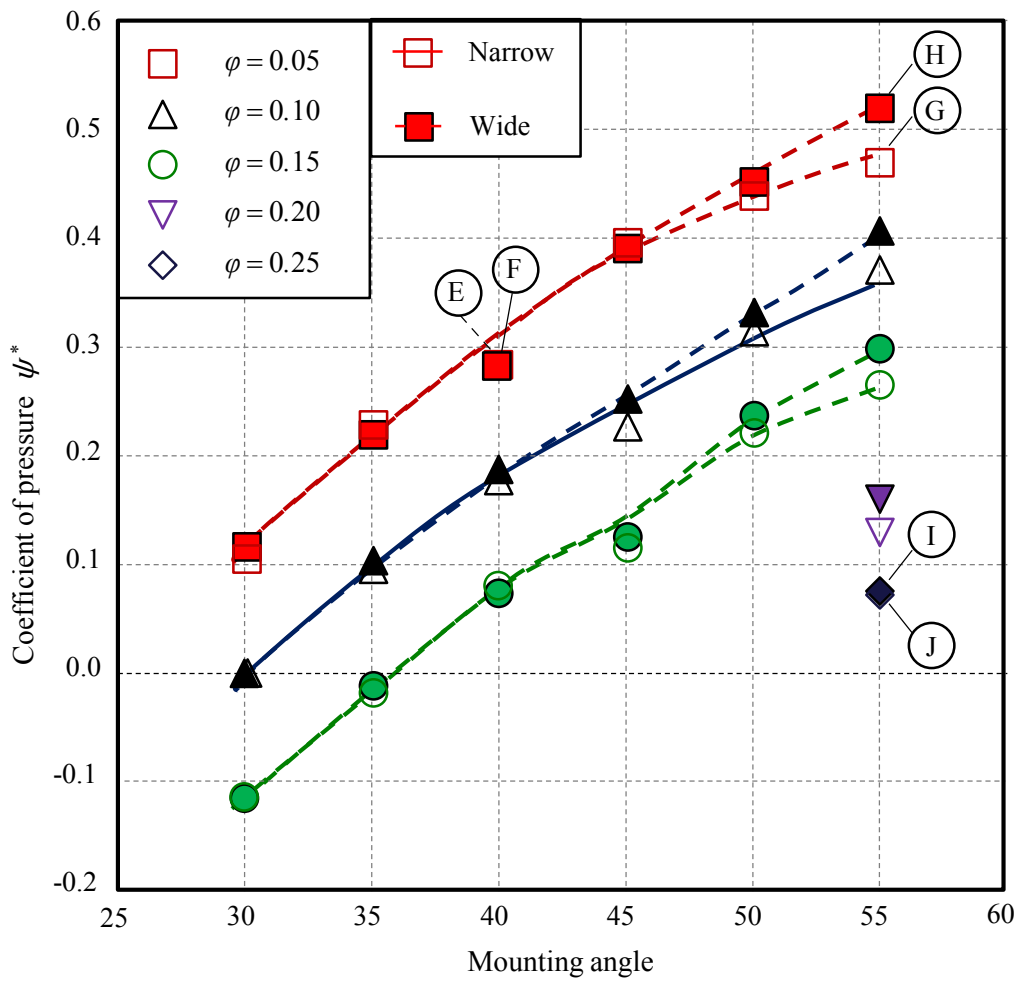


図3.4.2 翼取り付け角度と圧力計数の関係

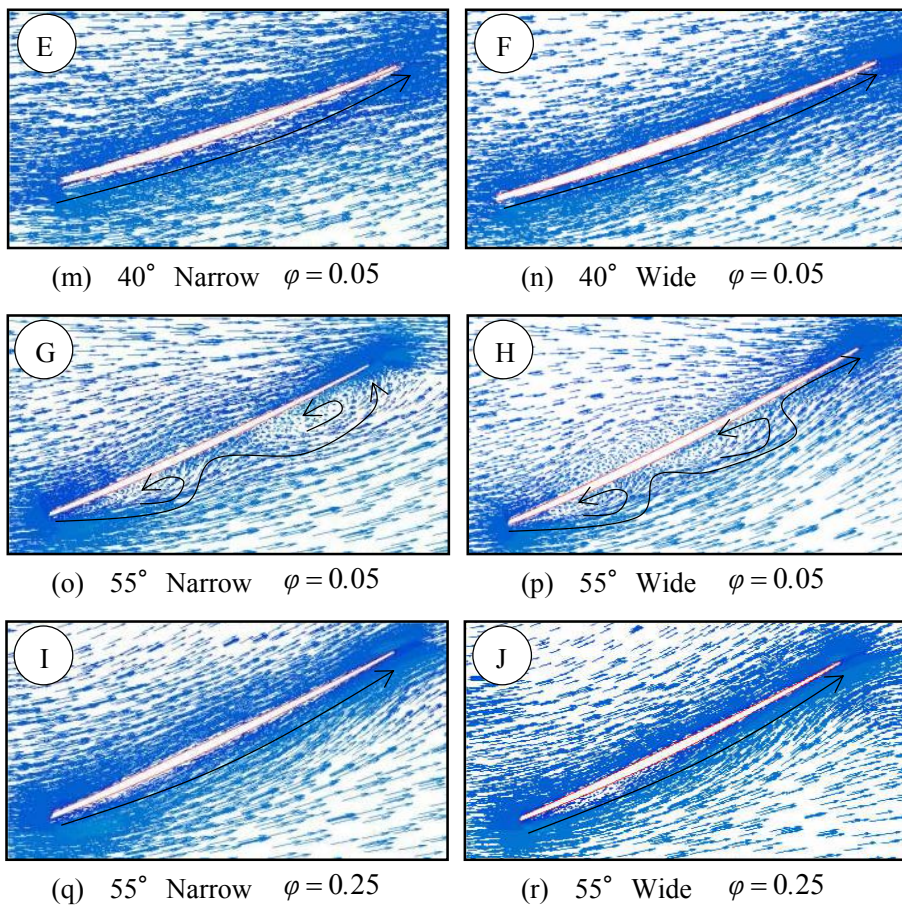


図 3.4.3 翼断面の流れ構造 (翼取り付け角度の検討)

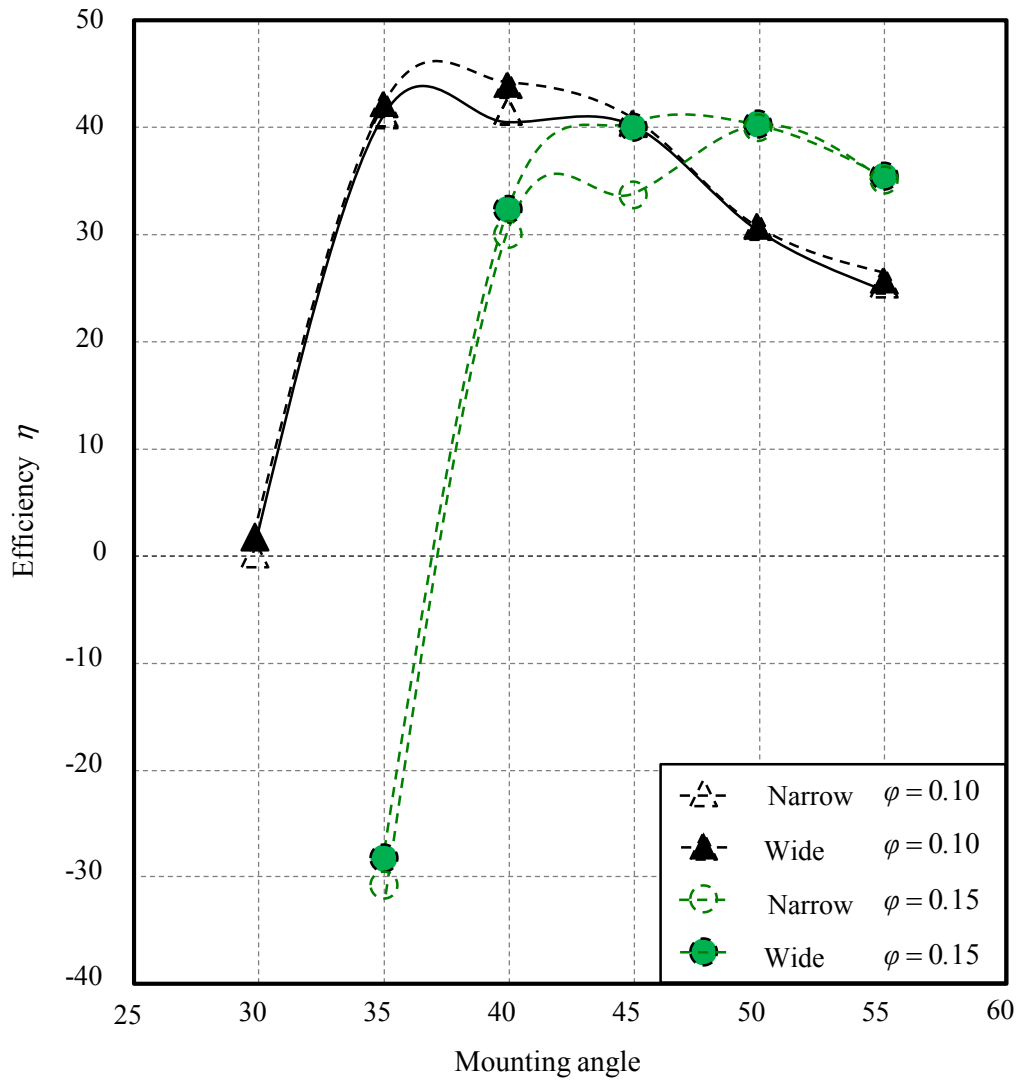


図3.4.4 同翼面積比での翼取り付け角度と効率の関係

### 3.5. 本章のまとめ

翼面積がファン性能に与える影響を検討した上で、前進・後退・直進等の翼形状及び翼の取付け角度がファン性能に与える影響を検討した結果、以下の知見を得た。

- (1) 翼面積変化が性能に及ぼす影響を抽出するために考案した新指標 $\psi_{\lambda}^{*}$ により性能評価を行った結果、翼の円筒断面形状を忠実に相似に設計すると、ファン性能は総翼面積に依存する傾向があり、総翼面積が同じ太幅5枚翼と細幅7枚翼のファン性能は概ね一致した。この知見を基に、前進/後退/ストレート等の形状パラータが性能に及ぼす影響を確認した結果、従来の通説とは異なり、上述した形状パラメータがファン性能に違いを生むことは無かった。
- (2) 上述した知見をもとに、翼面積(翼枚数)・翼形状・翼の取付け角度がファン性能に与える影響を調査する事で、これらの形状パラメータに関する設計の考え方を以下の通り提案した。
  - (ア) 翼面積：総翼面積が大きい程、性能は良いため、ファンの性能を向上させるためには可能な限り総翼面積を大きく設計する方が良い。しかし、弦節比を大きくする事で面積を増やす方法は、翼列干渉の存在から極大値が存在するため、これ考慮する必要がある。また、翼面積を増やすことは、材料費が増えることに繋がるため、設計者はコストと性能の観点から冷却ファンを造る必要がある。また、エンジン直結型ファンにおいては、T-Q特性を考慮する必要は無いため、エンジン等の障害が無く流れ方向に十分な領域を確保できる場合、太幅翼で設計することが望ましい。
  - (イ) 翼形状：総翼面積が等しく、かつ迎角や反り等の他の翼諸元も相似に設計した場合、翼形状によるファン性能への影響は少なく、性能の善し悪しは別のパラメータによって決定される。
  - (ウ) 取付け角度：取付け角度を大きく取ることで、性能向上が見込めることが分かった。また、取付け角度を大きくすることは、流れ方向の省スペース化にも繋がる。但し、角度を付けすぎた場合は、翼列干渉や羽根自体が抵抗となり性能低下の原因に繋がるため、十分な注意を持って検討する必要がある。
- (3) 翼間の流れが軸流パターンである高流量域では、新指標を用いることで1枚翼の性能から他枚数(異なる総翼面積)の性能を概算する事が可能である。即ち、動作流量が高流量域(低圧損領域)のファンを開発する際には、1枚翼を対象に検討を行うことで、コストの削減が見込める。
- (4) 自動車のエンジンルームのような限られたスペースに冷却ファンを設置する場合は、

翼幅を狭くし翼枚数を多くする，つまり弦節比を大きくすることで省スペース化に有効であることが判明した．

## 4 章 POD のファン解析への適用

### 4.1. 検討概要

前章では、冷却ファンの開発メーカーが設計を行うファン周辺を単純化した台上ベースにおいて検討を実施し、冷却ファンを設計する上での翼面積・翼形状・翼の取付け角度に関する考え方を述べた。しかし、既述した通り、近年、冷却システムは車種毎に異なる設計思想で設計される事も多いため、任意の条件に応じることができる冷却ファンの合理的な設計技術が強く求められている。即ち、任意の条件ごとに、性能を支配する冷却ファン周辺の流れ構造を把握する事が求められる。こうした取り組みの一環として、近年では、PC 性能の向上に伴い計算コストの少ない定常計算のみならず計算コストの大きい非定常計算が行われている。ところが、非定常計算は膨大な量の時系列データを扱う必要があるため、効率的に検討結果の評価を行うためには、計算後のデータ処理やデータの見方にも多くの課題が残されている。

そこで、本章では非定常データに対する分析手法として、POD (Proper Orthogonal Decomposition, 固有直行分解)に着目した。具体的には、URANS に移動境界を組み合わせた方法を採用し、得られた時系列データに対して POD を適用することで、流量毎に分解されたモードの分析を行った。更に、各モードの寄与率を算出する事で各モードに対応する流れ構造のファン性能への影響を定量的に議論し、ファン性能を支配するブレード周辺の代表的な渦構造を抽出した。以下にその概要を示す。

### 4.2. POD モードの基本的な性質

#### 4.2.1. 検討概要

POD は得られた多次元データから固有値を算出することで固有成分毎に直交化する統計処理方法である。つまり、複雑な物理現象を様々なモードに分割することで、その現象を容易に把握することが可能となるモード解析である。しかし、大規模マトリックスを解く必要があるため、解析には多くの時間とハード容量を必要とする。特に上述したような数千万規模の CFD 解析に POD を適用する場合は慎重に解析を進める必要がある。そこで、本節では POD 解析をファン計算に適用する前段階として、2 次元の円柱計算に対して POD を適用することで、POD によって直交化されたモードの基本的な性質の把握及び、ファン解析への適用の可能性を議論した。

#### 4.2.2. POD の基礎理論

POD は、解析格子数と解析時間 “ $m$ ” (計算タイムステップ数) によって決定される



任意の物理量の時空間流れ場行列  $F(x, y, z, t)$  を POD 係数  $\xi_i$  と POD モード  $\Phi_i(x, y, z, t)$  の重ね合わせで表現する統計手法である。

$$F(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^m \xi_i \Phi_i(x, y, z, t) \quad (4.2.1)$$

$$\because t = (t_1, t_2, t_3, \dots, t_m) \quad (4.2.2)$$

なお、POD モード  $\Phi_i(x, y, z, t)$  は以下の固有値問題を解くことで導出される。

$$R_{\alpha} (x, y, z) = \gamma_i \alpha_i (x, y, z) \quad (4.2.3)$$

$$\because R = X^T X, \quad X = [g(t_1), g(t_2), \dots, g(t_m)] \quad (4.2.4)$$

ここで  $R$ ,  $\gamma$ ,  $\alpha$  と  $g$  はそれぞれ、共分散行列、固有値、固有ベクトルと任意の物理量を示す。POD は任意の物理量に対して適用することが可能であり、上述の通り重ね合わせで一つの現象を表すことが可能であるため、モード毎の分析が可能である。

### 4.2.3. POD の 2 次元円柱解析への適用

#### 4.2.3.1. 計算モデル及び計算方法

表 4.2.1 に計算方法の概要を示す。流れの支配方程式は非圧縮性 NS 方程式と連続の式を用いて 2 次元非定常層流計算を行った。速度場と圧力場の解法には SIMPLE 法、対流項には二次精度風上差分を適用した。Time Step Size は円柱後方に生成されるカルマン渦の放出周期の 1/20 に相当する時間を設定し、FLUENT14.0 を用いて計算を行った。解析格子は非構造格子の四面体を採用し、総セル数は約 37 万で計算を行った。なお、本検討を実施するに当たり、計算に使用する条件及びモデル形状は飯田ら<sup>[46]</sup>の実験を参考にした。

#### 4.2.3.2. 2 次元円柱周りの POD 解析

図 4.2.1 に円柱周りの非定常圧力場に対して POD を適用した結果を示す。図中の Original Data は POD を適用する前の計算領域全体における圧力場であり数字は以下の式で算出される各モードの寄与率を示している。今回は、寄与率が高い上位 4 モードの可視化を行った。

$$C_{\beta} = \frac{\gamma_{\beta}}{\sum_{i=1}^m \gamma_i} = \frac{\gamma_{\beta}}{\gamma_1 + \gamma_2 + \dots + \gamma_m} \quad (4.2.5)$$

表 4.2.1 計算方法の概要（2次元円柱計算）

Governing Equation	NS Equations
	Continuity Equation
Fluid	Incompressible
State	Unsteady
Solution of $u$ and $p$	SIMPLE
Scheme	2nd Order Up-Wind
Cell Structure	All Tetrahedral
Total Number of Cells	0.37 Million
Unsteady term	2nd order Implicit
Calculation Code	FLEUTN14.0

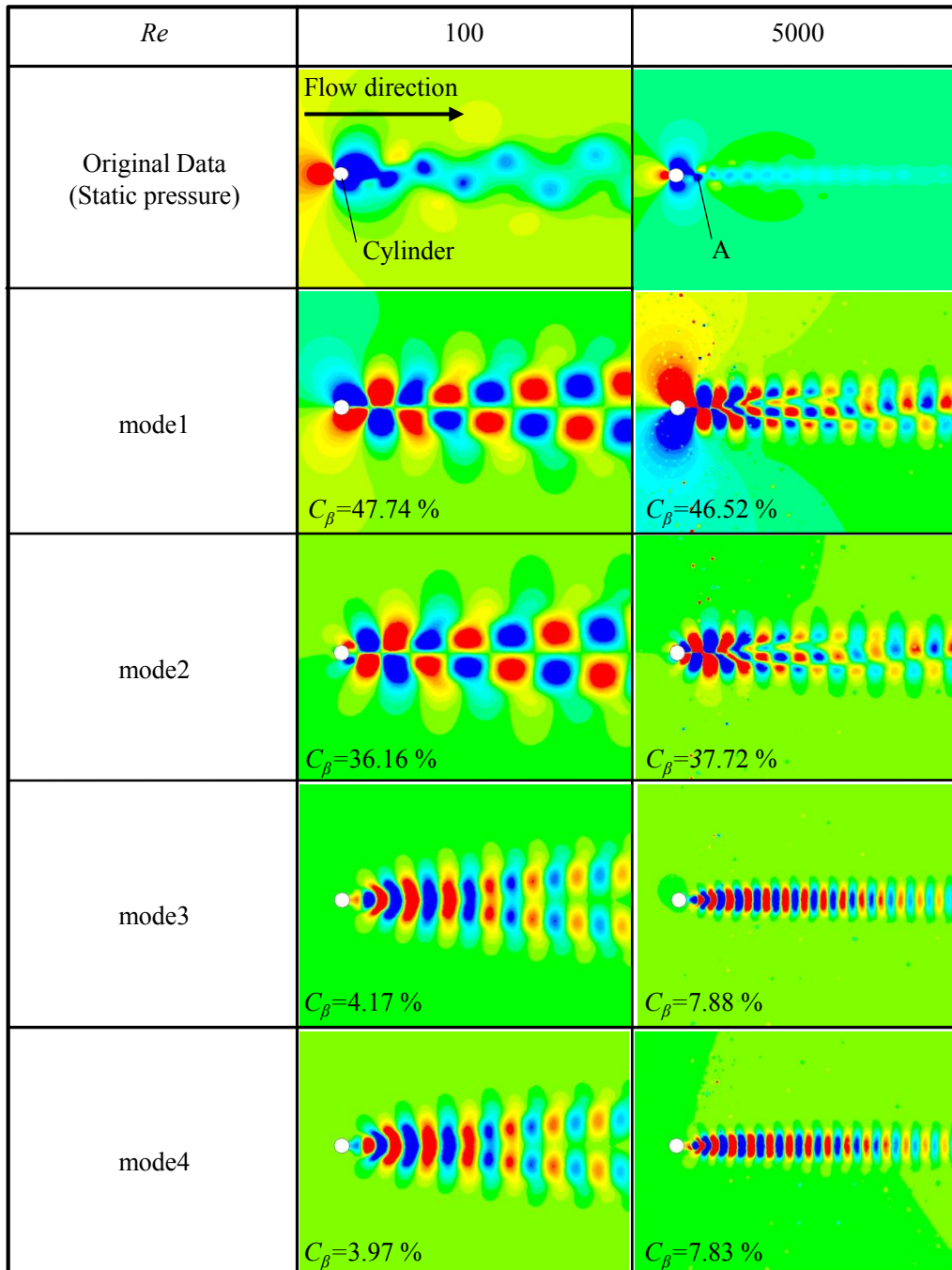


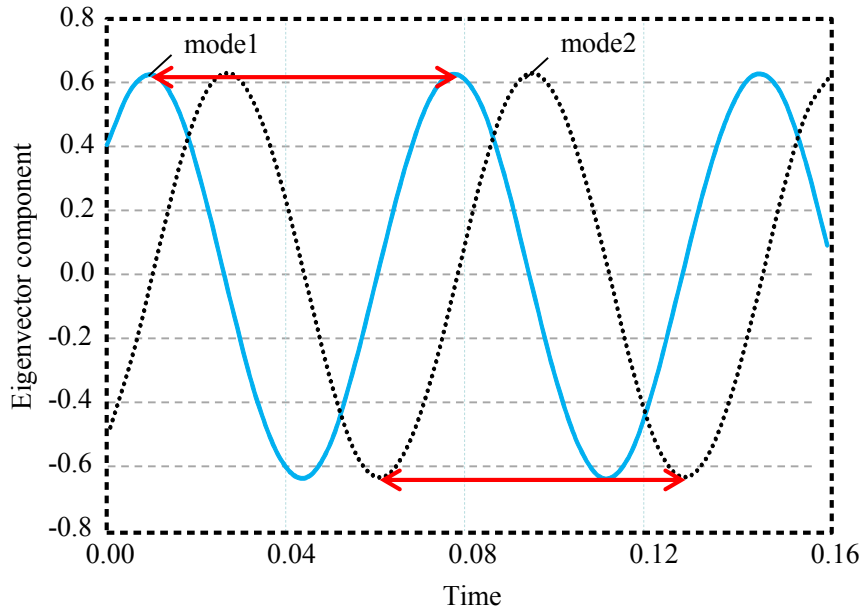
図 4.2.1 2次元円柱周りのPOD可視化結果 (mode1, mode2, mode3, mode4)

ここで、 $C_\beta$  [%]は第 $\beta$ モードの寄与率、 $\gamma_\beta$ は第 $\beta$ モードの固有値をそれぞれ示している。

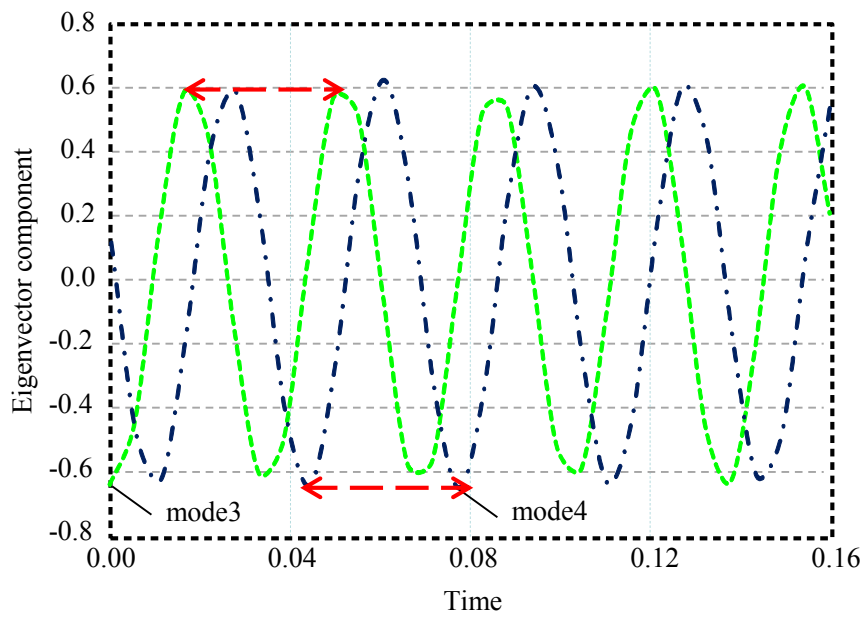
まず、寄与率をみると、どちらの条件においても上位4モードの和が90%を超えている。つまり、本検討においては上位4種類のモードが2次元円流周りの流れを支配していると判断できる。次に、各モードの可視化画像より、mode1とmode2は直感的にカルマン渦の派生モードであることが容易に想像できるが、mode3とmode4においては可視化画像からの直感的な判断がし難い。以上のように、PODを適用することで直感的に物理現象を把握できる場合もあればそうでない場合のあることも分かった。

#### 4.2.3.3. PODモードの物理的な意味の考察

本節では、PODモードが表す物理的な意味を考察する。図4.2.1の可視化画像よりmode1とmode2、mode3とmode4がそれぞれ対応していると考えられる。これを確認するため、図4.2.2に $Re=5000$ における各モードの固有ベクトル成分の時系列データを比較した。図より、mode1とmode2、mode3とmode4の周期はそれぞれ等しく、位相が $90^\circ$ 異なる関係になっていることが分かる。しかし既述したように図4.2.1のmode3、mode4の可視化画像からはこれらのモードが表わす物理現象が判断し難い。そこで、周期が同じモードを合成することで、各モードが表わす物理現象を把握できるか否かを試みた。図4.2.3にそれらの可視化結果、図4.2.4に合成した固有ベクトル成分と図4.2.1に示すカルマン渦が通過するA点での圧力変動を比較した。まず、図4.2.3より、同周期のモードを合成することでカルマン渦に対応していると考えられる可視化画像が得られた。さらに、図4.2.4に示すように合成したモードの固有ベクトル成分の波形とA点における圧力変動を比較すると、mode1+2の変動周期はA点における周期と同じである。つまり、これらのモードはカルマン渦の派生モードに対応していると判断できる。以上のように、直交化された各モードと実現象との対応付けを行うことで、各モードが表す物理的な意味を考察することが可能であることが分かった。

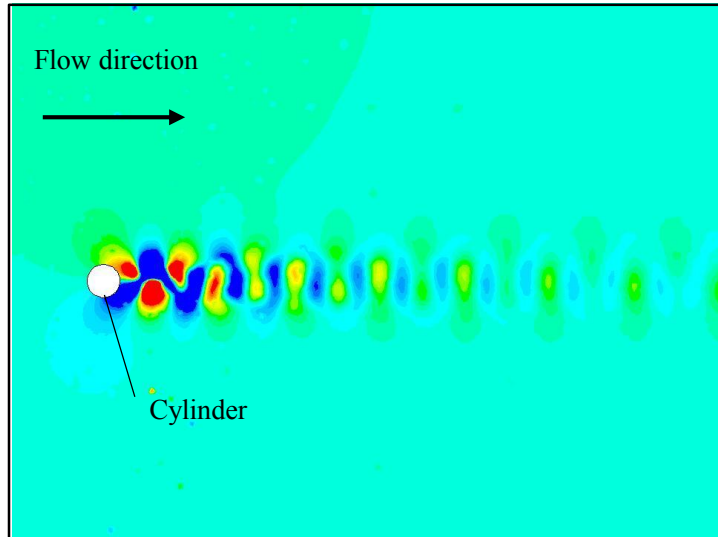


(d) mode1 and mode2

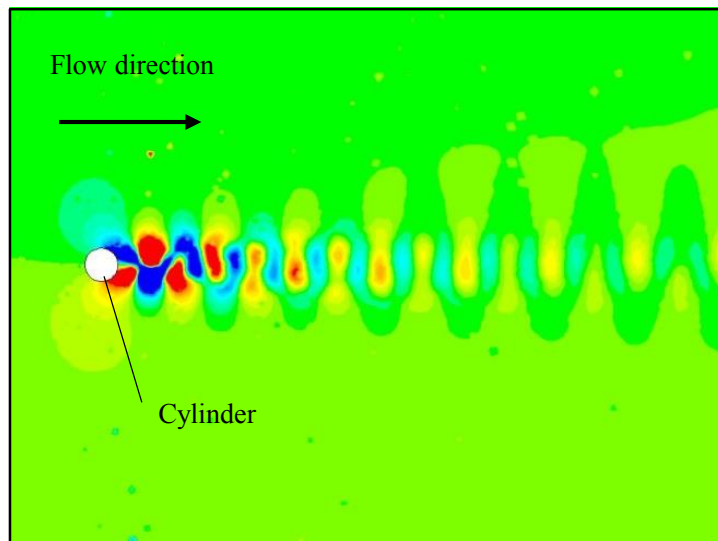


(e) mode3 and mode4

図4.2.2 各PODモードの時系列固有ベクトル成分



(f) mode1+2



(g) mode3+4

図 4.2.3 再構築 POD モードの可視化結果

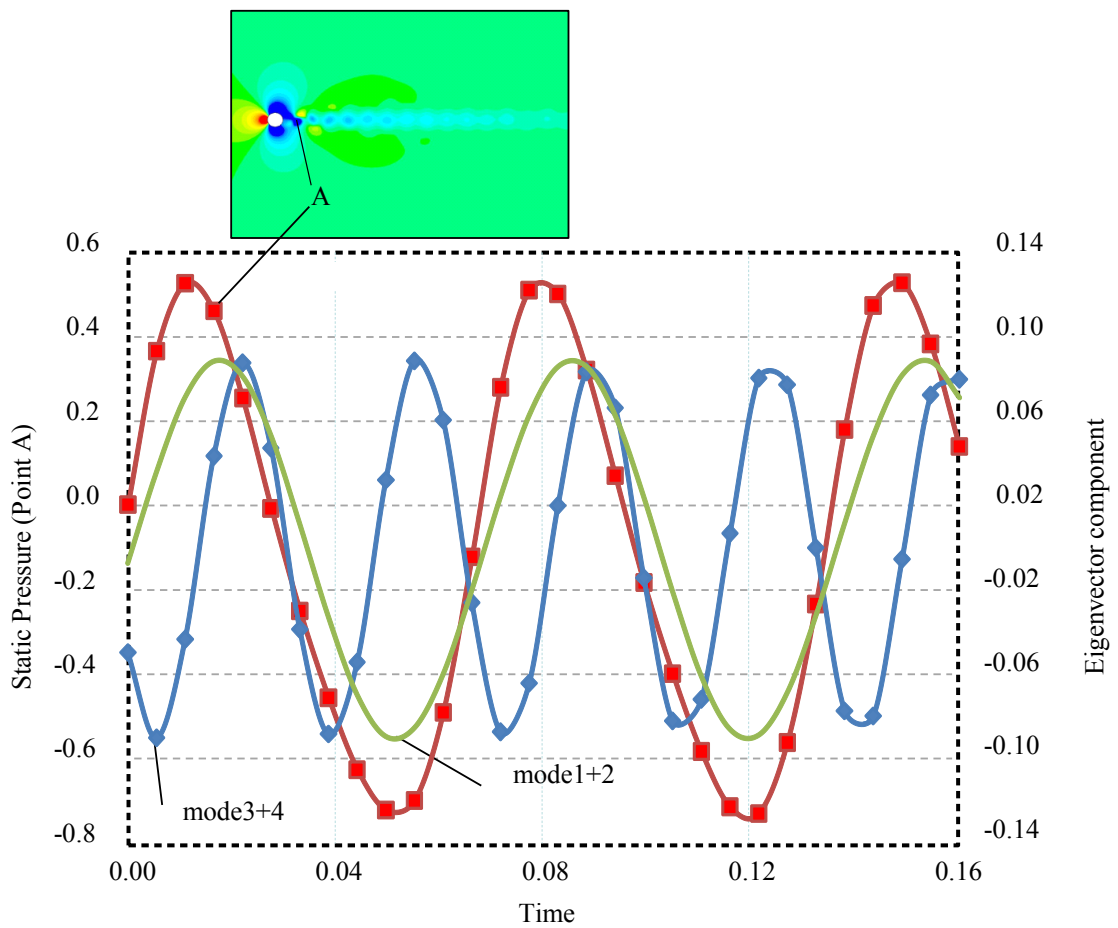


図4.2.4 点Aの圧力変動と各再構築PODモードの固有ベクトル成分の比較

## 4.3. 検討方法

### 4.3.1. 供試体及び検討方法

本検討では、図 4.3.1 に示す実機の 50 % 縮尺モデルである直径 250 mm の 9 枚翼の不等ピッチファンを用いた。なお、表 4.3.1 に本供試体の設計諸元を示し、図 4.3.2 及び表 4.3.2 には詳細なピッチ間隔を示す。本供試体の計算の精度検証に用いるファンの P-Q 特性は JISB8330 に基づく送風機試験装置を用いて、ファンの回転数を 3000 rpm 一定とし、流量とチャンバー内外の静圧差を計測した。その際、ファン周辺には図 4.2.3 に示すような隔壁板のみを設置し、翼端隙間は 10 mm、被り率は 50% で検討を行った。

### 4.3.2. 計算方法

図 4.3.4 に計算モデル、表 4.3.3 に計算概要を示す。流れの支配方程式は非圧縮性・非定常 RANS 方程式と連続の式を用い、乱流モデルは RNG  $k-\varepsilon$  モデルを採用した。速度場と圧力場の解法には SIMPLE 法を用い、対流項には二次精度風上差分を適用した。また、ファンの回転効果には SLM 法を採用し、Time Step Size は  $1.1 \times 10^{-4}$  s で計算を行った。なお、解析ソフトには FLUENT12.1 を用いた。解析格子には非構造格子の四面体を採用し、最小格子幅は翼表面で 2 mm、総空間セル数は約 1300 万で計算を行った。

### 4.3.3. 計算の精度検証

計算精度の確認を行うために、実験で得られたファン性能との比較を行った。ファン性能の評価には、前章と同様に流量係数  $\varphi$  と圧力係数  $\psi^*$  を用いた。

図 4.3.4 に本検討で得られたファン性能を示す。図より、計算は全点にて実験値を捉えていることが分かり、現実的なレベルでファン周辺の流れ構造を計算できていることが判った。

### 4.3.4. 翼周りの代表的な渦構造

ファン性能はブレード周辺に生成される渦構造に支配されることが知られている。そこで、まずは渦度の等値面を用いてブレード周辺に形成される渦構造の可視化を行った。図 4.3.6 より、低流量域 ( $\varphi = 0.02$ ) では翼端渦及び翼前縁からの剥離渦が生成されており、中流領域 ( $\varphi = 0.17$ ) と高流量域 ( $\varphi = 0.21$ ) では翼端渦が生成されていることが確認できる。また、それらの規模は流量が増加するに従って小さくなっていることも確認できる。また、流量が小さいほど渦構造が大きく揺らいでいる事も別途確認した。以上のように、従来の分析方法を用いることでブレード周辺に形成される渦構造やその非定常性を定性的に確認することはできる。しかし、既述したファン開発の要求に応えるためには流れ構造と性能の関係をより明確に把握する必要がある。そこで、POD を適用しモード解析を行うことで、流れ構造と性能の関係究明を試みた。



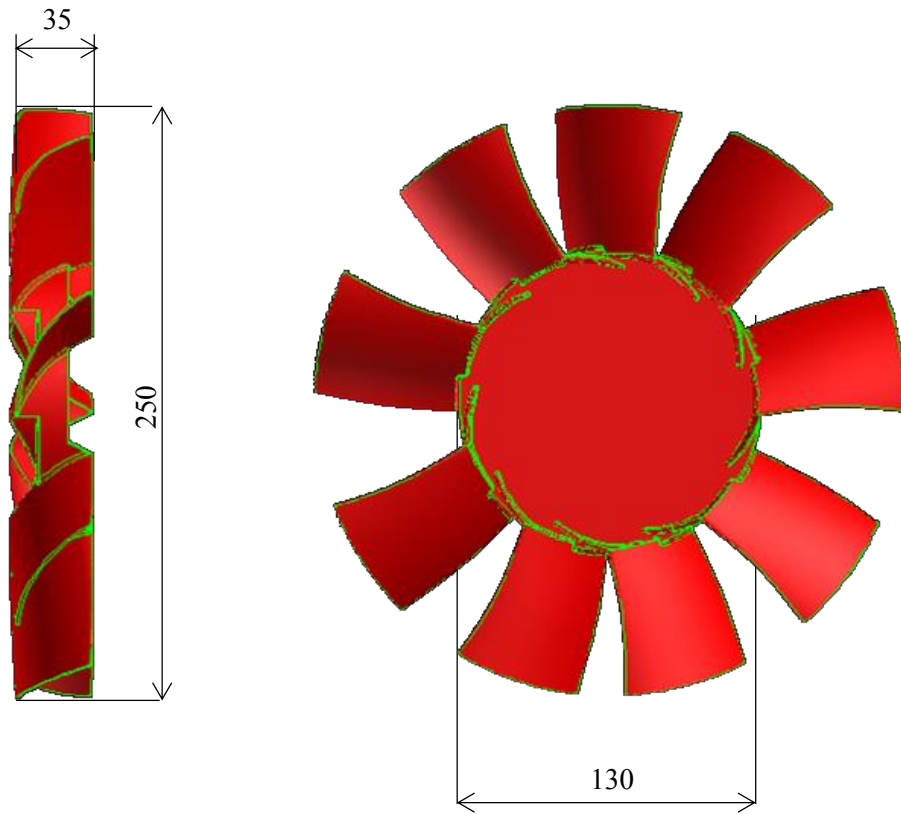


図 4.3.1 供試体

表 4.3.1 設計諸元

迎角 [deg]	31.5
翼弦長さ [mm]	59
ハブ径 [mm]	123
ハブ厚 [mm]	13

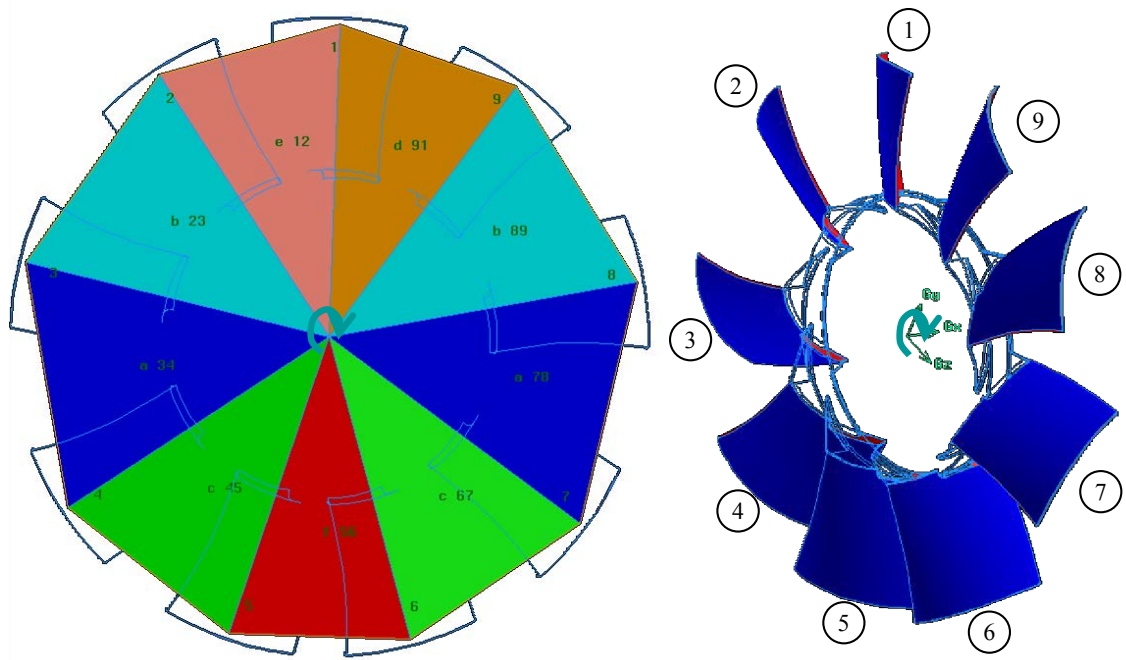


図 4.3.2 翼番号

表 4.3.2 翼間隔

翼間	角度 [deg]
1 . 2	34.9
2 . 3	43.1
3 . 4	46.9
4 . 5	38.3
5 . 6	33.7
6 . 7	38.3
7 . 8	46.9
8 . 9	43.1
9 . 1	34.9

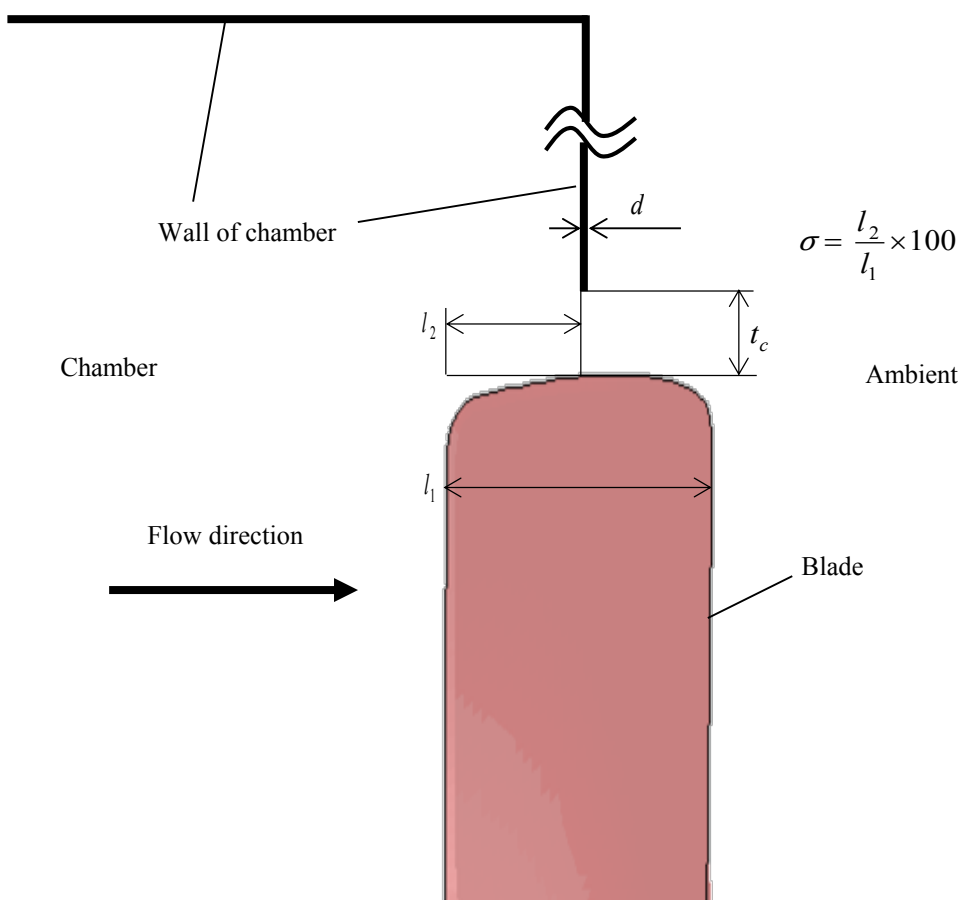


図4.3.3 冷却ファンの設置条件

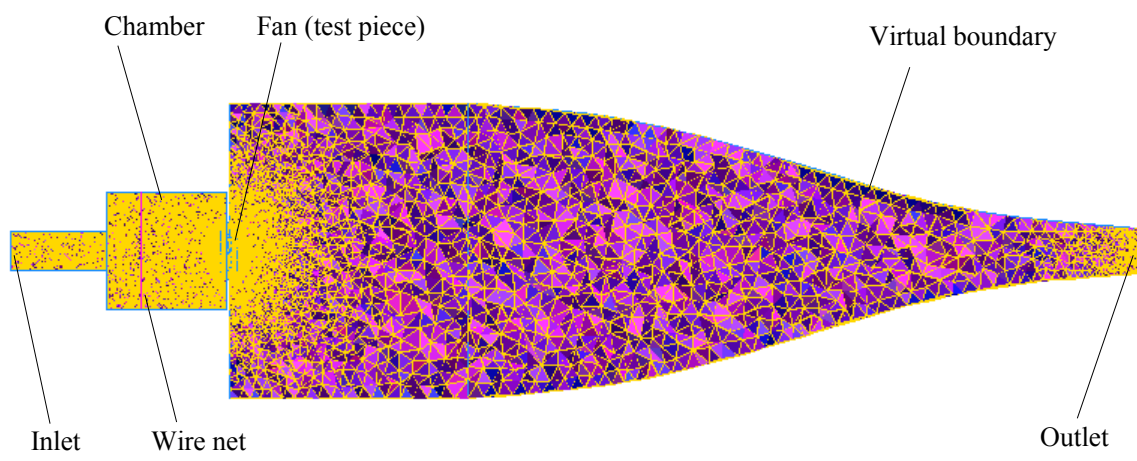
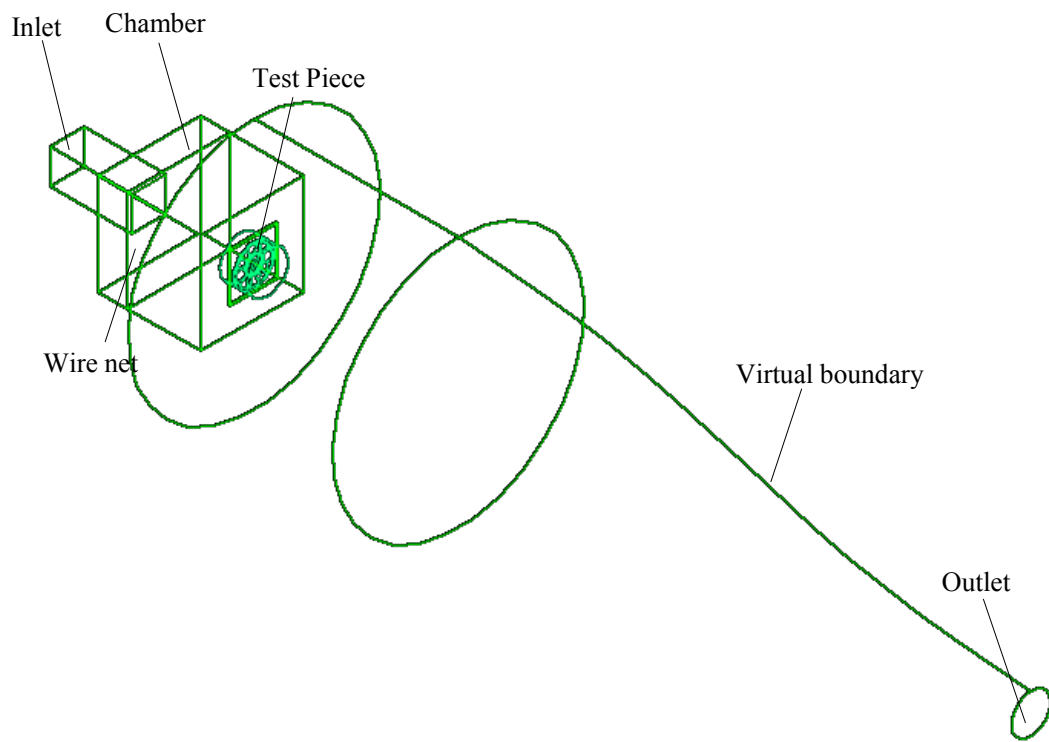


図4.3.4 計算モデル

表4.3.3 計算方法の概要

Governing Equation	RANS Equations
	Continuity Equation
Fluid	Incompressible
State	Unsteady
Turbulence Model	RNG $k-\varepsilon$ model
Boundary Layer	Std. Wall Function
Treatment of Rotation	SLM
Solution of $u$ and $p$	SIMPLE
Scheme	2nd Order Up-Wind
Cell Structure	All Tetrahedral
Total Number of Cells	13.0 Million
Time Step [s]	$1.1 \times 10^{-4}$ (2deg/step)
Unsteady term	2nd order Implicit
Calculation Code	FLEUTN12.1

Part name	Boundary condition	value
<b>Rotational Fluid</b>	<b>Rotational Speed</b> [rpm]	3000
	<b>Rotational Axis</b>	X
Inlet	Velocity Components [m/s]	X : 0.586~6.415 Y : 0.000 Z : 0.000
	Turbulent Intensity [%]	1.0
	Turbulent Length Scale [mm]	0.5
	Gauge Pressure [Pa]	0.0
outlet	Turbulent Intensity [%]	1.0
	Turbulent Length Scale [mm]	0.5
	Pressure Loss Coef. [%]	20.0
Wire	Heat Transfer Coef. [W/m <sup>2</sup> k]	0.0
	Shear Boundary Condition	No shear (Slip)
Wall	Wall Roughness Constant	0.5

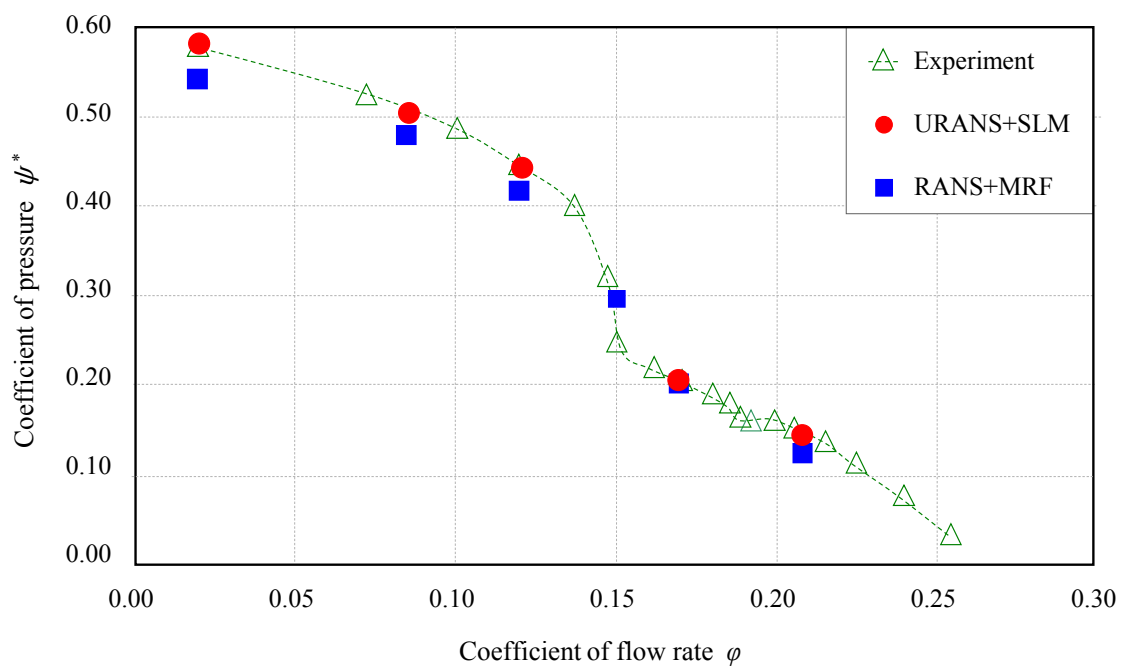
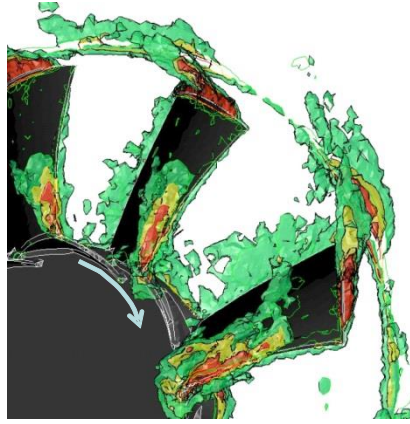
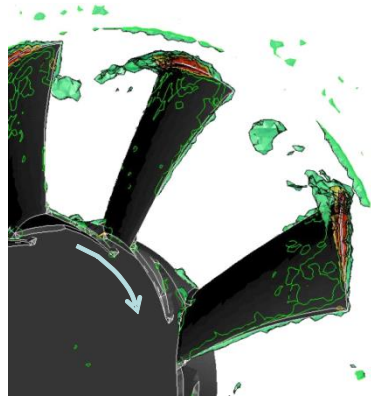


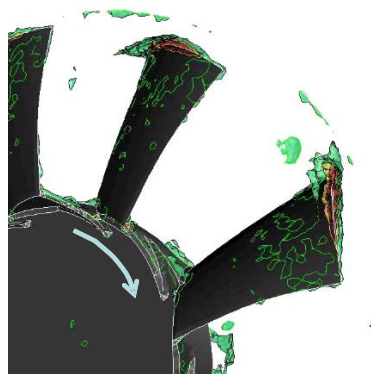
図4.2.5 ファン性能及び計算精度の確認



(a)  $\varphi = 0.02$



(b)  $\varphi = 0.17$



(c)  $\varphi = 0.21$

図 4.3.6 冷却ファン周辺の代表的な渦構造

## 4.4. POD モードと乱流エネルギーカスケードの関係

### 4.4.1. POD のファン表面圧力変動への適用

#### 4.4.1.1. 検討概要

前節において POD を層流計算に適用した結果、支配的な流れ構造を容易に抽出可能であることが判った。しかし、冷却ファン周辺の流れ構造は勿論ではあるが、開発現場における多くは乱流場を対象としているため、物理現象は複雑である。そこで、本節では POD を 3 次元乱流解析に適用する前段階として、ブレード 1 枚を対象に翼表面の圧力変動に対して POD を適用することで、POD のファン解析への適用の可能性を更に議論する。具体的には、POD によって直交化されたモードと乱流のエネルギーカスケードの関係を考察した。

#### 4.4.1.2. ブレード表面圧力変動の POD モードの可視化

図 4.4.1 にブレード 1 枚の負圧面の圧力変動に対して POD を適用した可視化結果を示す。なお、図中の数字は各モードの寄与率を示しており、流量に問わず寄与率の高い上位モード 3 種類にて全エネルギーの 99.4 % 以上を抽出可能であることが分かる。また、 $\varphi=0.17$  と  $\varphi=0.21$  の mode1 の構造は似ている。これは、本供試体において  $\psi^*$  が急激に変化する遷移前では翼間の流れ構造が遠心パターン、遷移後では軸流パターンとなることが分かっている。つまり、軸流パターンの特徴を抽出していると考えられる。一方、mode1 の  $\varphi=0.21$  では翼前縁部での剥離渦の影響が顕著に表れており、この結果異なる構造が抽出されたと推察される。また、mode2 の  $\varphi=0.17$  と  $\varphi=0.21$  を比較すると、mode1 とは異なり両者の構造に顕著な違いが確認できる。以上のように、POD を適用することでモード毎の寄与率と特徴的な構造の抽出が可能である。

#### 4.4.1.3. POD モードの特徴的な周波数特性の抽出

ここでは、前節で得られた各モードの固有ベクトル成分に対して FFT を適用することでモード毎の周波数特性を流量毎に比較する。図 4.4.2、図 4.4.3 に mode1 と mode2 の流量毎の周波数特性を示す。図より、最も寄与率の高い mode1 では  $\varphi=0.02$ 、 $\varphi=0.21$  の周波数特性に顕著な違いは見られない。一方、遷移直後の  $\varphi=0.17$  では 34.0 Hz 周辺で特性に乱れが生じている。一方、mode2 の  $\varphi=0.02$  は同流量の mode1 とは異なり特性が広範囲で乱れている。また  $\varphi=0.17$  でも  $\varphi=0.02$  同様に広範囲で特性が乱れており、乱れの振幅は mode1 よりも大きい。一方、 $\varphi=0.21$  の特性も乱れているが、他の流量ほどの振動は無いことも確認できる。以上のように、得られた固有ベクトル成分に対して FFT を適用することで、モード毎の特徴的な周波数特性が抽出可能である。



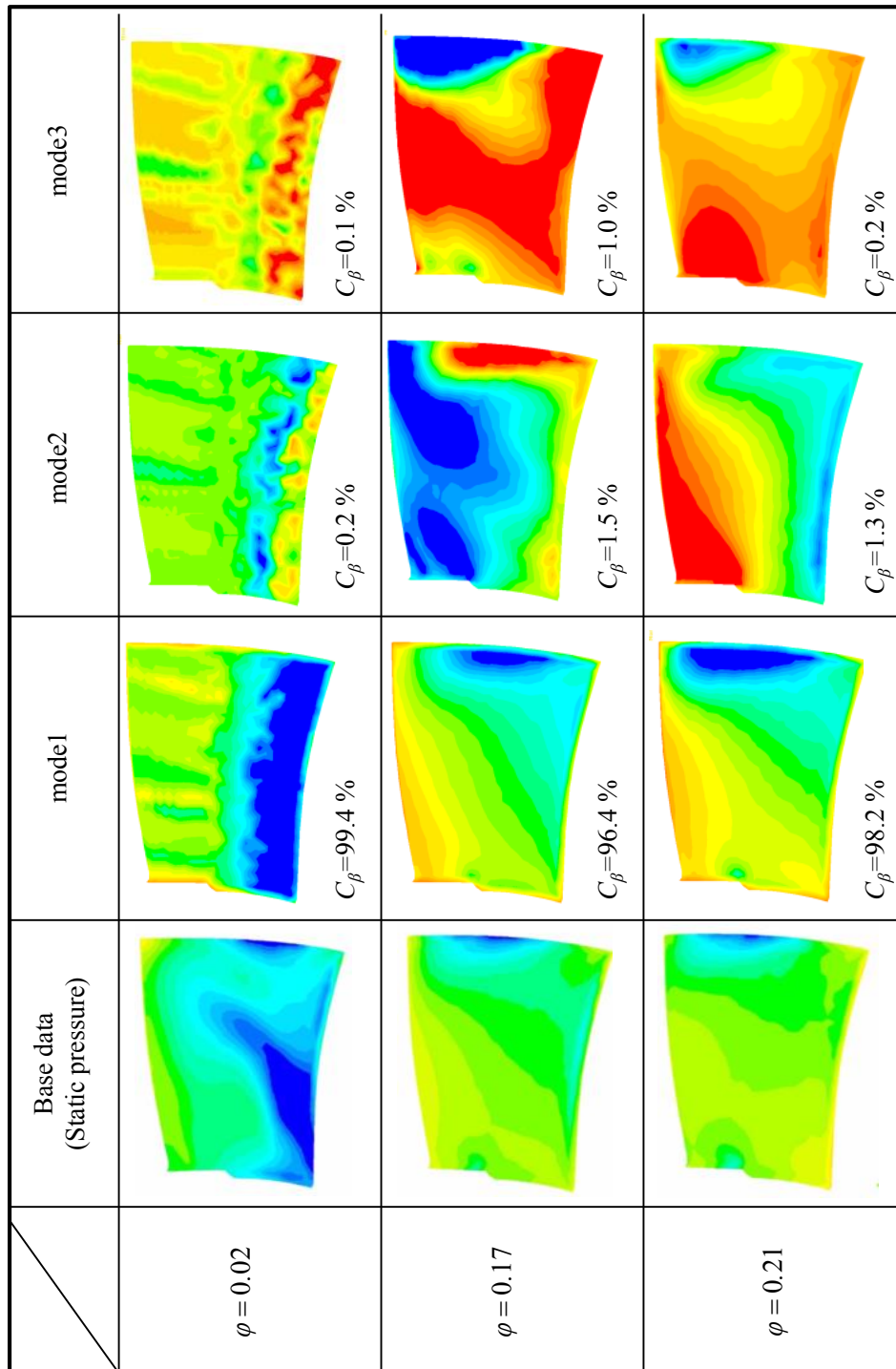


図4.4.1 各流量におけるPOD可視化結果 (mode1, mode2, mode3)

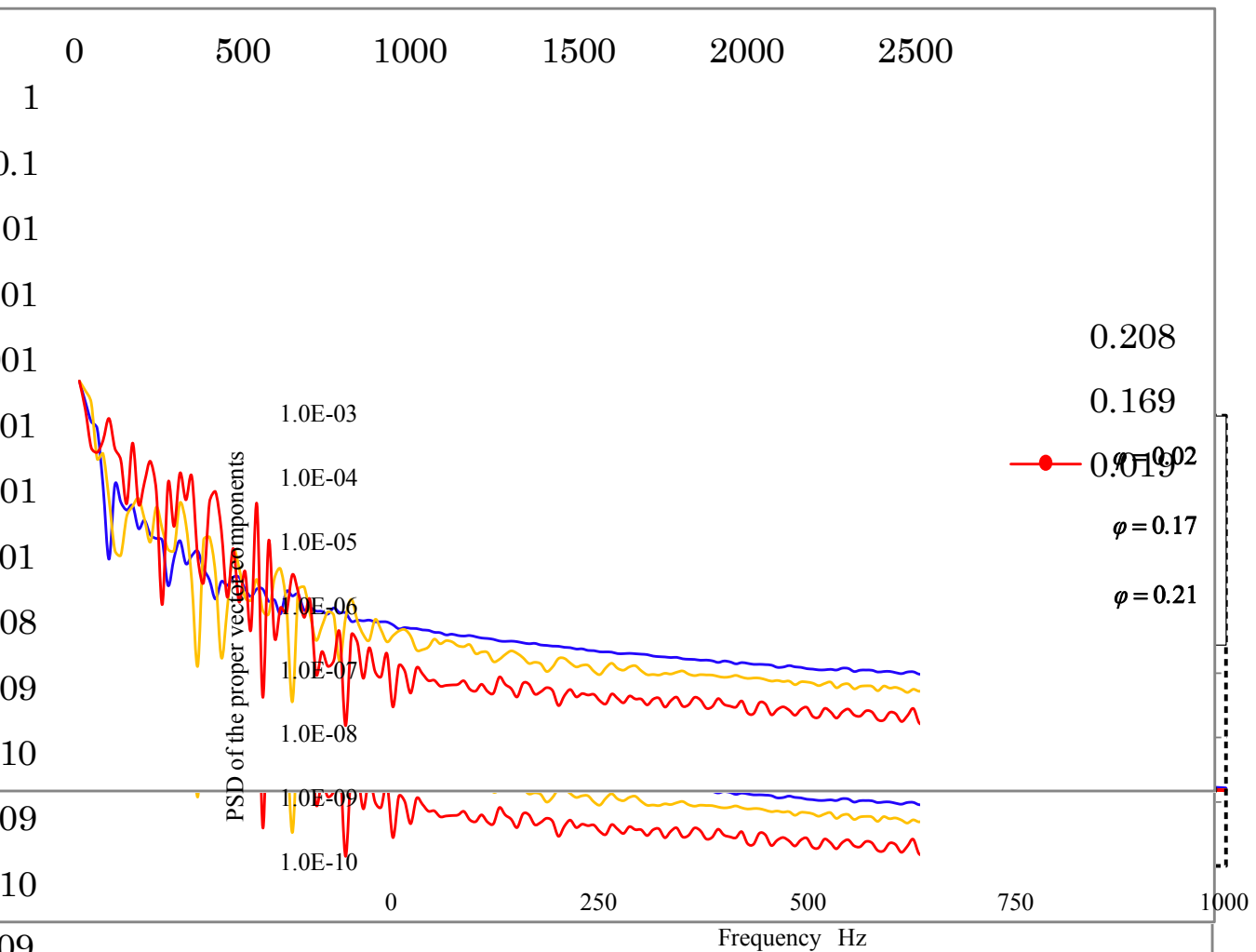


図4.4.2 各流量におけるmode1の周波数特性

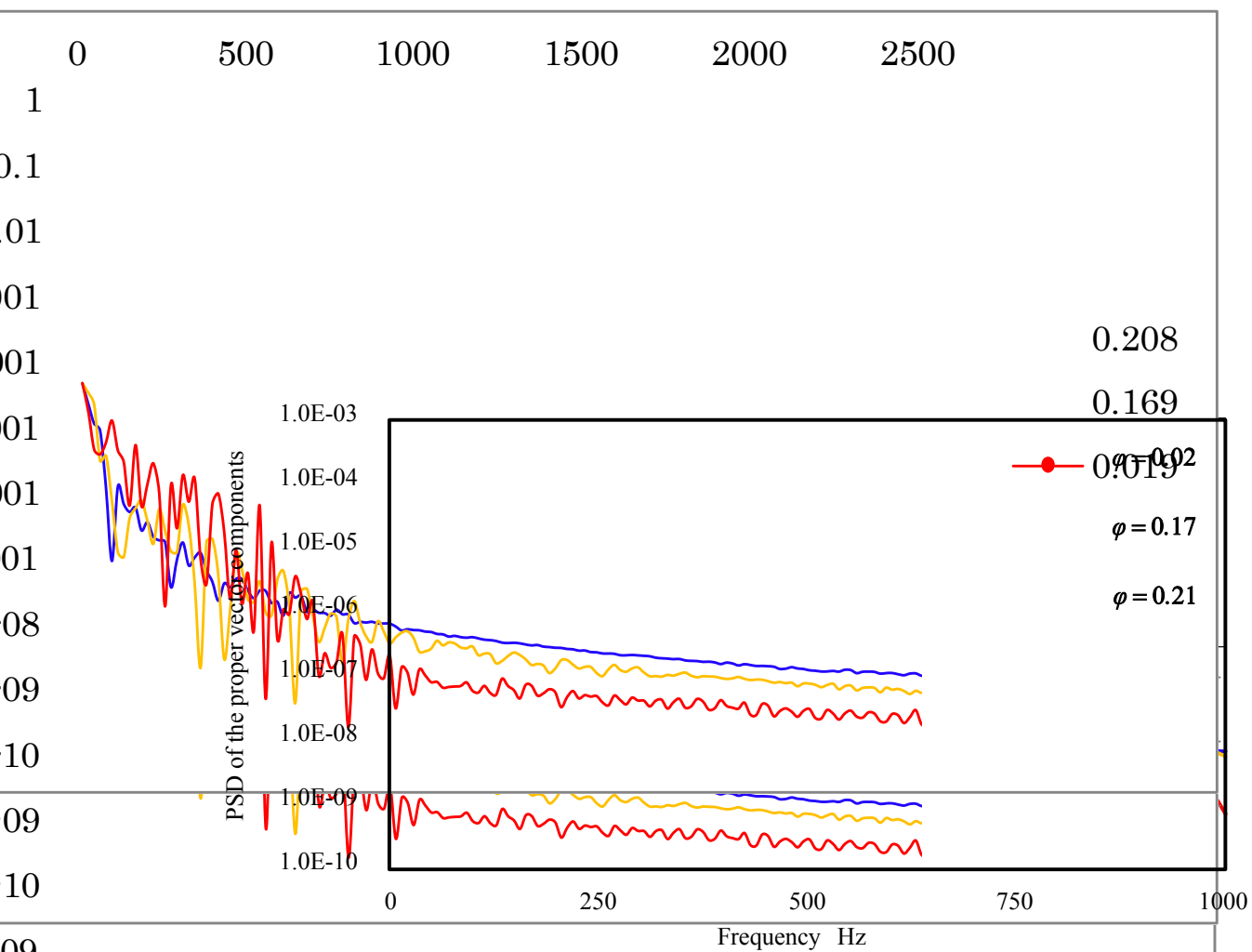


図4.4.3 各流量におけるmode2の周波数特性

#### 4.4.1.4. POD モードの周波数特性に関する考察

本節では、前節で得られた周波数特性に関する考察を行う。

前節では POD を用いて算出された固有ベクトル成分に対して FFT を適用した。つまり、CFD によって計算された乱流構造を固有成分に直交化し周波数変換をした。一般に、一旦生じた乱れは乱流のカスケード過程に沿って小さなスケールへと変化され、最終的に熱エネルギーへと散逸して行く。特に慣性小領域においては以下に示す Kolmogorov の-5/3 乗則に沿ってエネルギーが伝達される。

$$E(k) = B \cdot (\varepsilon)^{2/3} \cdot (k)^{-5/3} \quad (4.4.1)$$

なお、 $E(k)$  はエネルギースペクトル、 $B$  は定数、 $\varepsilon$  は散逸率、 $k$  は波数を示している。

ここでは、POD で直交化された各成分が-5/3 乗則に沿うか否かを考察する。この考察を行うため、前節で得られた周波数特性のうち最も乱れが少なかった model の  $\varphi = 0.02$  条件を対象とし、グラフの傾きを調査した結果を図 4.4.4 に示す。なお、図 4.4.4 の両軸は共に図 4.4.2 を対数で表している。図より、線形近似したことで得られた係数は-2.17 であり Kolmogorov の仮説よりも大きな値を示している。ここで、Heisenberg は(4.4.1) 式を半理論的に証明しており、この知見を基にカスケード過程に関する多くの半理論式が導かれている。その知見を基に Kovaszny は(4.4.1)式を拡張し、より広い波数領域に適用できる次式を提案している<sup>[45]</sup>。

$$E(k) = \left( \frac{\varepsilon}{\zeta} \right)^{2/3} \cdot (k)^{-5/3} \left[ 1 - \frac{\zeta^{-2/3}}{2} \left( \frac{k}{k_d} \right)^{4/3} \right]^2 \quad (4.4.2)$$

$$k_d = \left( \frac{\varepsilon}{\nu^3} \right)^{1/4} \quad (4.4.3)$$

なお、 $\nu$  は分子動粘性係数、 $k_d$  は Kolmogorov 波数、 $\zeta$  は実験定数である。(4.4.2)式は  $k \ll k_d$  の領域で Heisenberg の半理論式と等価になる。本検討で用いた URANS の計算の場合、粘性が見かけ上過大評価されるので、(4.4.3)式の  $k_d$  は計算上は乱流粘性を加えた値を取ることになる。

$$k_d = \left\{ \frac{\varepsilon}{(\nu + \nu_t)^3} \right\}^{1/4} \quad (4.4.4)$$

$$\nu_t = C_\mu \cdot \frac{q^2}{\varepsilon} \quad (4.4.5)$$

※ここでは  $k$  を波数,  $q$  を乱流エネルギーとする

なお,  $\nu_t$  は乱流粘性係数,  $C_\mu$  は渦粘性モデル定数,  $q$  は乱流エネルギーである. その結果,  $k_d$  が小さくなるので, (4)式右辺 [ ] 中の  $k$  が無視できないオーダーになり,  $E(k)$  が小さく見積もられる. 即ち, 図 4.4.5 に示す分子粘性の影響のみで考えられている -5/3 乗則に比べてエネルギー散逸の勾配が急になり, これは図 4.4.4 の傾向とも一致する. つまり, 図 4.4.2 や図 4.4.3 は乱流粘性のため実現象より乱流エネルギーが過大に散逸された結果を表しており, LES を用いて空間の格子解像度を上げれば -5/3 乗則に近づくと推察される. したがって, 前節で着目した周波数特性が乱れている領域は, 単純なエネルギー輸送過程に乗らない渦同士のコア合体や翼表面での剥離再付着等で生じた局所的な乱れに起因した圧力変動であると考えられる.

このように, POD で直交化した各モード成分に対して FFT を適用すると, 各成分に共通した乱流のエネルギーカスケード過程の特徴が表れるとともに, モード特有の流れ場の変動に起因した特性も表れ, 複雑な乱流変動現象の解析への適用可能性の目処を得た.

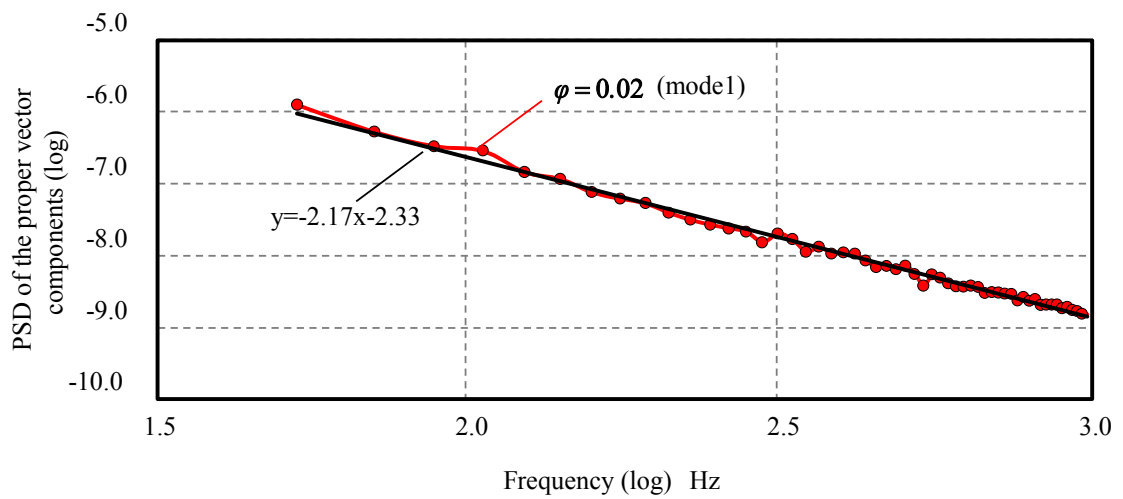


図4.4.4 mode1の周波数特性の両軸対数グラフ ( $\phi = 0.02$ )

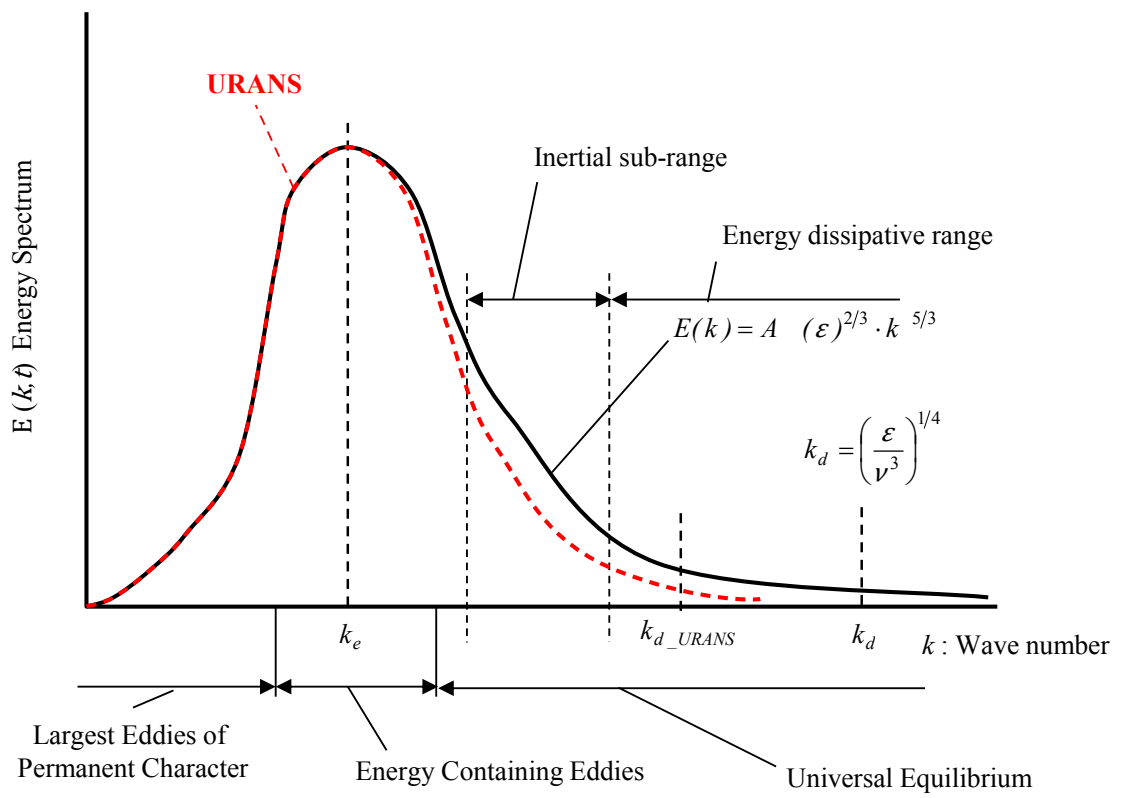


図4.4.5 URANSにおける乱流エネルギーカスケード

## 4.5. POD を用いたファン周辺流れ構造の抽出

ここでは、ファン周辺の 3 次元非定常流れ場に対して POD を適用することで、ファン性能に影響を与えるブレード周辺の流れ構造を抽出する。具体的には、計算領域の全セルにおける渦度変動に対して POD を適用した。なお、計算規模の観点から、ファン 1 回転半分の時系列データを対象とした。

図 4.5.1 に流量毎の各モードと寄与率の関係を示す。図より、前章で検討した 2 次元円柱とは異なり、寄与率の和が 90 % を超えるためには、どの流量においても上位 40 モード以上を足し合わせなければならない事が分かる。これは、ファン周辺の流れ構造が円柱周りの流れ場よりも複雑であるため、下位モードにおいてもファン性能に影響を与えるレベルであることを意味している。次に、図 4.5.2, 図 4.5.3 及び 図 4.5.4 にそれぞれ  $\varphi=0.02$ ,  $\varphi=0.17$ ,  $\varphi=0.21$  における上位 4 モードの可視化画像を示す。なお、図中の数字は寄与率を示しており、ファンの上流側と下流側の両側から同じ画像を可視化している。 $\varphi=0.02$  においては、どのモードにおいても翼端渦の影響が表れている。更に、翼端渦が放出されているブレードがモード毎に異なることも確認できる。これは、本検討が不等ピッチファンを対象に実施されたことが要因であると考えられる。等ピッチファンの場合、ブレードに侵入した流れが均一である場合、ブレード毎の流れ構造は同じになる。しかし、不等ピッチファンの場合は、相対的な迎角が変化するため、ブレード毎の流れ構造が異なってしまう。寄与率の高い上位モードで現れる流れ構造は、分散が大きかった流れ構造である。つまり、本検討においては渦度変動が大きい箇所を意味している。即ち、同じ翼端渦の派生モードであることが考えられるにもかかわらず、場所によって寄与率に大きな違いが生じている理由は、不等ピッチによるブレード毎の流れ構造の違いによるものであると推察される。更に、mode3 をみると、翼前縁からの剥離渦に対応したモードが上位モードに存在することが分かる。これは、図 4.3.6 からも分かる通り、低流量域においては大きな剥離渦が生成されており、この剥離渦がファン性能に大きく影響を与えていることを意味している。なお、下位モードにおいて、他のブレード上に剥離渦の派生モードが現れていることは確認済みである。次に、 $\varphi=0.17$  をみると、翼端渦の影響が現れていることは確認できるが、低流量域よりも軸流方向に渦が傾いている事が分かる。更に、圧力面側のハブに上位モードの流れ構造が確認できる。これは、本供試体のハブ先端が丸みを帯びておらず、突起が付いているためであると考えられる。即ち、翼端付近の渦度変動よりも、ハブの突起が誘起する流れの変動の方が大きかった事を意味している。言い換えると、翼端渦のファン性能への影響が小さくなったと考えられる。最後に、 $\varphi=0.21$  をみると、上位 2 モードに翼端渦の影響は無く、



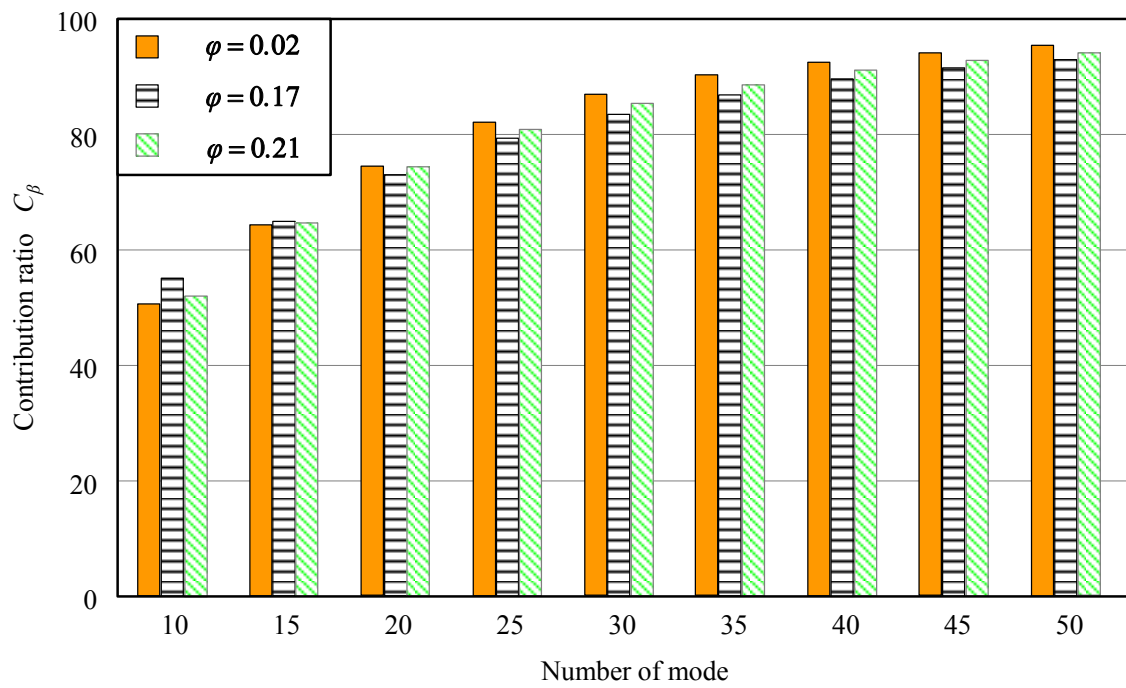


図4.5.1 寄与率とPODモード数の関係

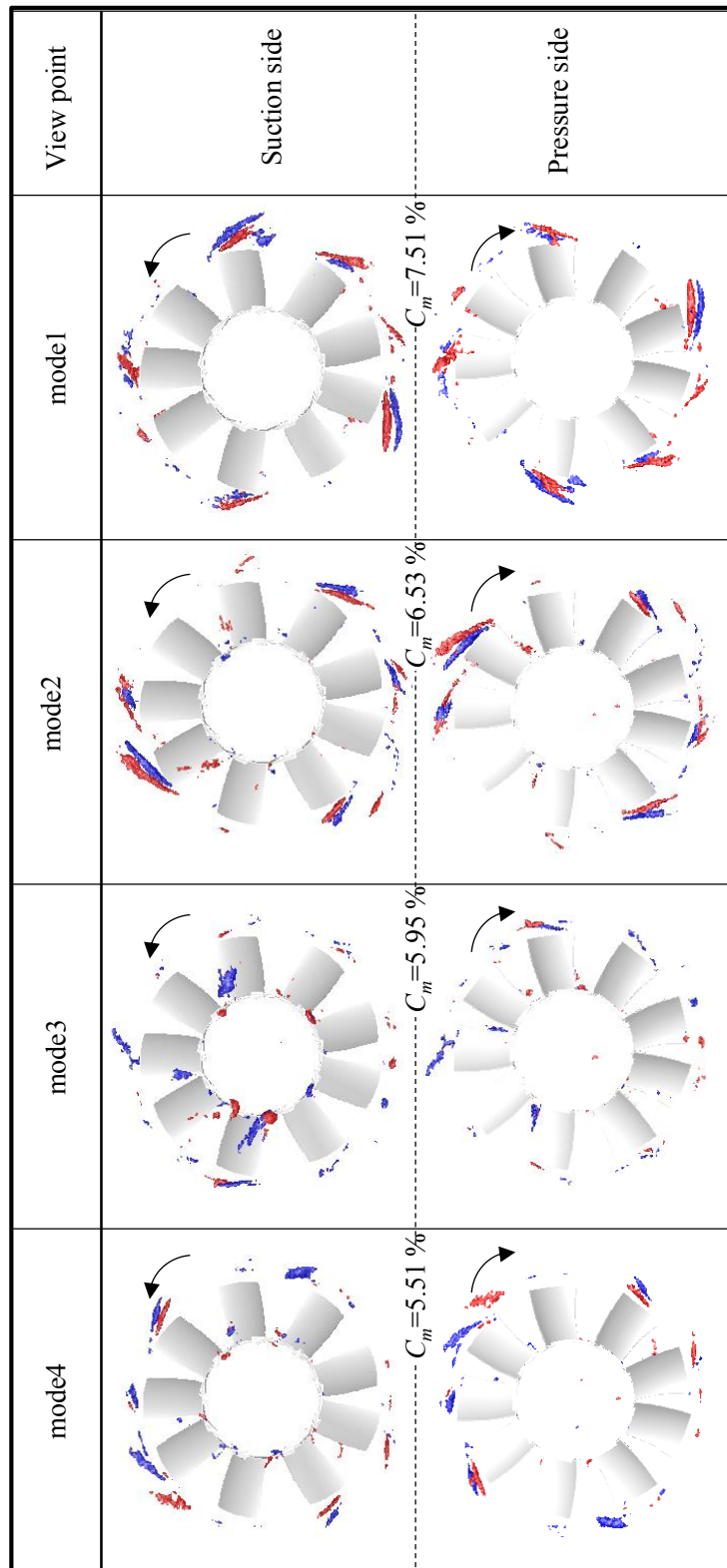


図4.5.2 3次元POD可視化結果 ( $\phi = 0.02$ )

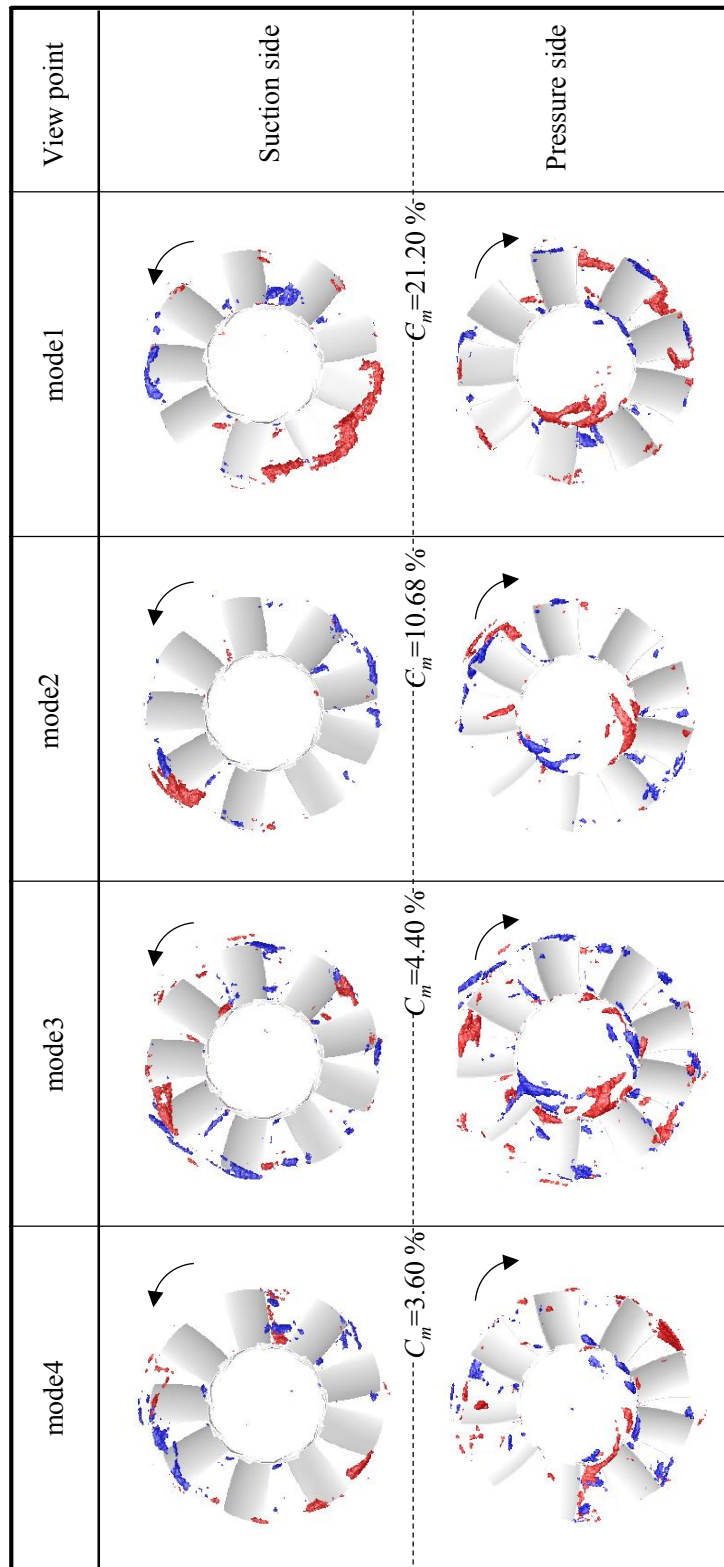


圖4.5.3 3次元POD可視化結果 ( $\phi = 0.17$ )

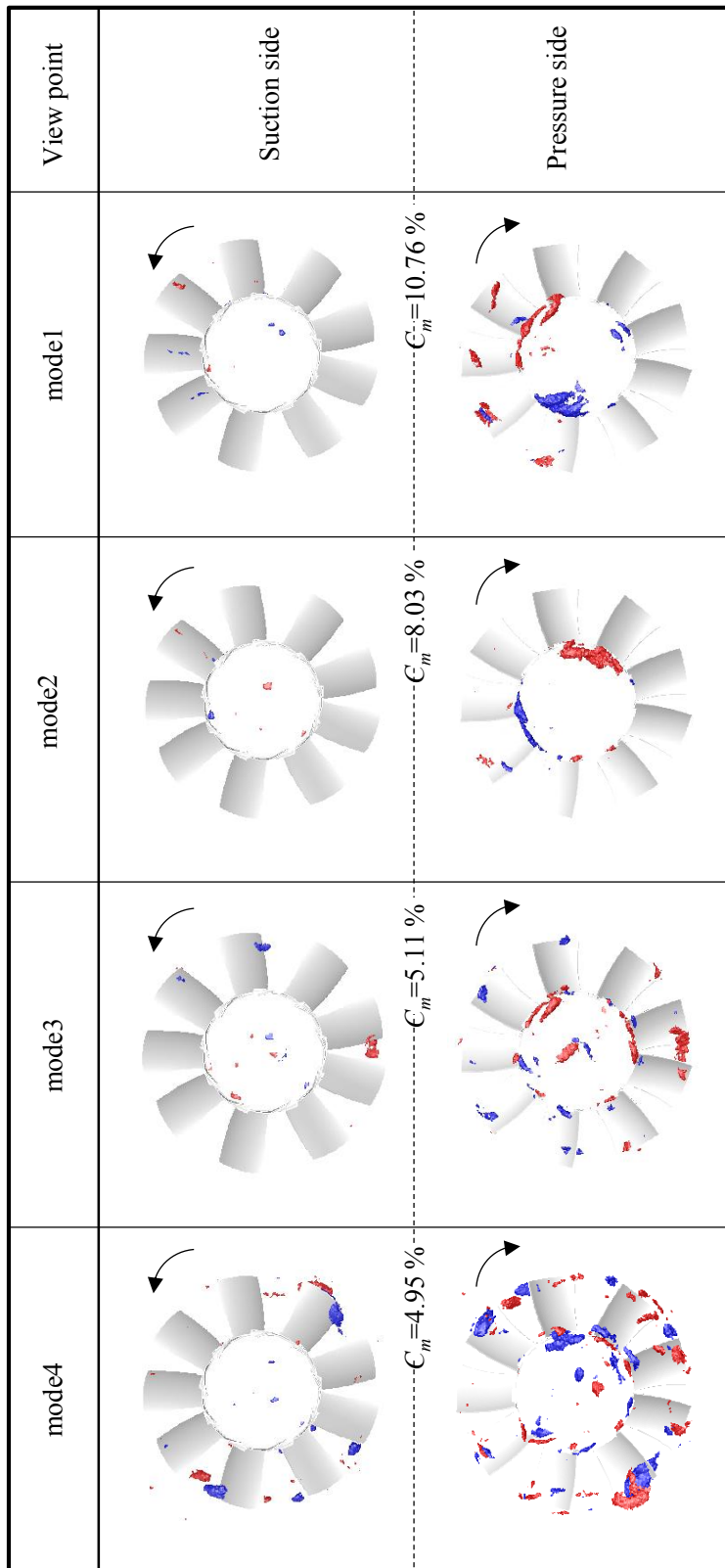


圖4.5.4 3次元POD可視化結果 ( $\phi = 0.21$ )

mode3 からその影を確認できる。即ち、流量が増加するにつれて翼端渦が小さくなり、その結果ファン性能への影響が小さくなった事を意味している。これらの結果は、既往研究の結果とも合致しており、POD を適用することでそれらの定量的な裏付けを得ることができた。

以上より、POD を用いることで、定量的にファン周辺の流れ構造を抽出可能であることが分かった。POD は非定常データの処理に時間はかかるものの、例えばエンジンルーム内の通風解析のような各部品との流れの干渉が大きい複雑な流れ場においても、POD によって分解されたモード解析を行うことで、効率的に流れ構造の把握ができると考えられる。即ち、冷却ファンの基本的な知識を持たない、完成車メーカーの設計者が検討を実施しても、性能を支配する流れ構造を容易に把握することが可能であるため、計算設計を行う上で POD は有用であると考ええる。

#### 4.6. 本章のまとめ

本章では、POD を現象分析へ応用し POD の計算設計への適用の可能性を議論するために、冷却ファンを対象に POD 解析を実施し、ファン性能を支配するブレード周辺の代表的な流れ構造の抽出を試みた。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 必ずしも 1 つの POD モードと 1 つの現象が対応しているわけではないことが分かった。このような場合には、分解されたモード間で対応付けを行い、それらを組み合わせ合わせて再構築することで実現象との関係づけを行うことが可能であることが判明した。
- (2) POD によって直行化された固有ベクトル成分に対して FFT を適用することでモード毎の特徴的な周波数特性を抽出する事が可能である事が分かった。更に、その周波数特性は乱流のエネルギーカスケードに沿って考えることが可能である事も判明した。
- (3) POD を適用することでファン性能を支配するファン周辺の流れ構造を抽出できた。その結果、本供試体においては、低流量域では剥離渦と翼端渦が性能を支配しており、中流量域および高流量域では翼端渦が支配していることが分かった。更に、各モードの寄与率を算出することで、渦構造のファン性能への影響を定量化した。以上より、POD の開発現場への応用は有用であると考ええる。

## 5 章 POD の騒音解析への適用の可能性

### 5.1. 検討概要

既述した通り EVs や HVs が普及しているなか、自動車のエンジン冷却ファンにおいても低騒音化の要求がある。騒音レベルを低下させる最も効果的な方法は、ファンの回転数やファン径を小さくすることではあるが、この方法では冷却性能を満足するために必要な通風量が確保できない。つまり、上述した要求に応えるためには、高効率で低騒音な冷却ファンを開発する必要がある。これを実現するためには、ブレード周辺の流れ構造を詳細に把握し、流れと音の相関関係を明確にする必要が有る。圧縮性非定常流れ解析を実施し、密度変動まで解析を実施することで、その要求は満たせるが、計算ロードが大きい故に開発現場への適用という観点において現状は困難である。そこで、本章では POD に着目し非圧縮性非定常流れ解析結果に対して POD を適用する事で、その可能性の明確化に試みた。以下にその概要を記述する。

### 5.2. 検討方法

#### 5.2.1. 供試体及び実験方法

本検討で用いる供試体は、図 5.2.1 に示す 5 枚翼の実機スケールにおける等ピッチリングファンに円筒シュラウドを装着した条件とした。ファンの P-Q 特性は JISB8330 に基づく送風機試験装置を用いて、ファンの回転数を 2080 rpm 一定とし、流量とチャンバー内外の静圧差を計測した。また、無響音室内において、JISB8346 に準じて騒音測定及び音源探査を行った。

#### 5.2.2. 計算方法

表 5.2.1 に計算方法の概要を示す。流れの支配方程式は非圧縮性・非定常 LES 方程式と連続の式を用いて有限要素法で離散化を行った、SGS モデルとして標準スマゴリンスキーモデルを採用し、時間項の解析にはクランク・ニコルソン法を用いた。ファンの回転効果にはオーバーセット法を用いた。なお、解析ソフトには FrontFlow/blue-ver8.1 を用いた。解析格子には非構造格子の四面体を採用し、最小格子幅を翼表面で 0.5 mm とし、図 5.2.2 に示す解析モデルを用いて計算を行った。

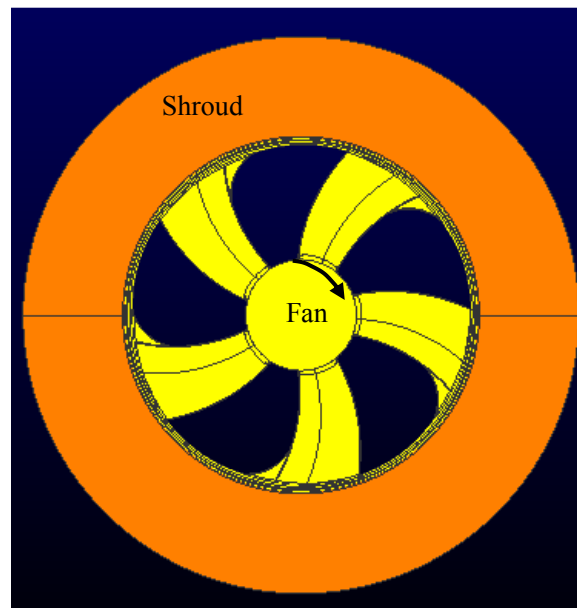


図5.2.1 供試体

表5.2.1 計算方法の概要

Governing Equation	LES Equations
	Continuity Equation
Fluid	Incompressible
State	Unsteady
Turbulence Model	LES (SSM)
Treatment of Rotation	Overset Method
Time discretization	Crank-Nicolson
Cell Structure	All Tetrahedral
Total Number of Cells	14.0 Million
Time Step [s]	$7,21 \times 10^{-6}$
Calculation Code	FrontFlow/blue-ver8.1

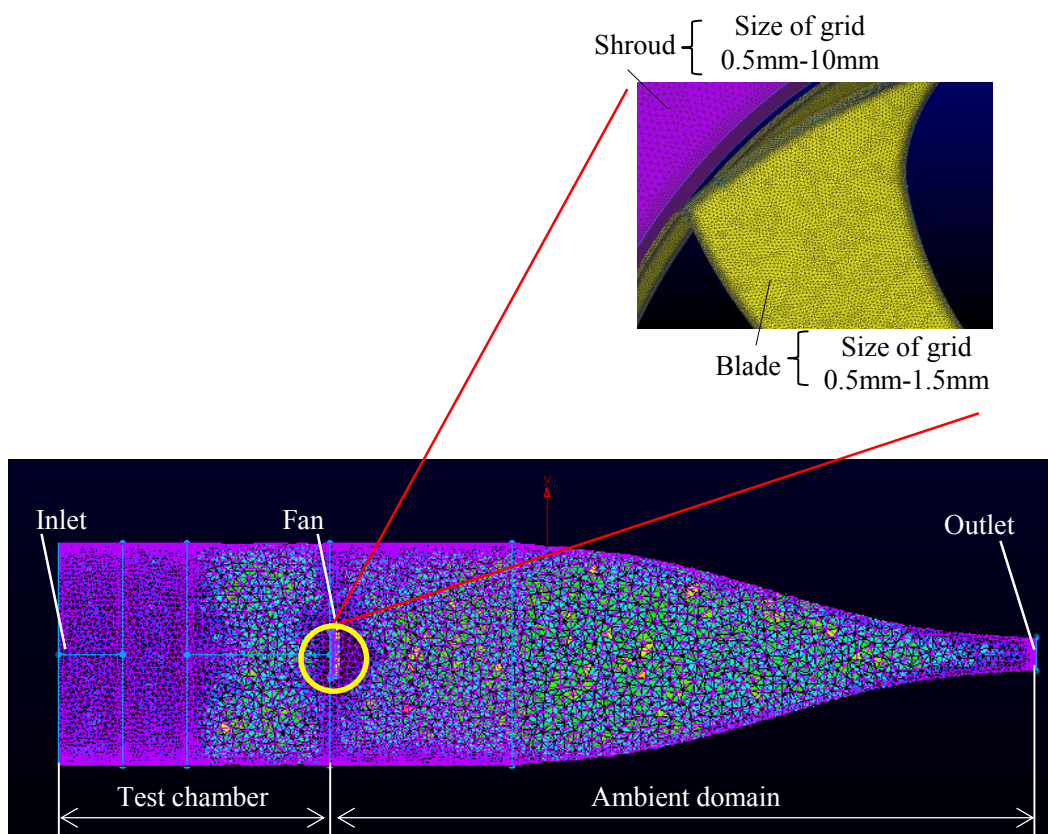


図5.2.2 計算モデル



## 5.3. 計算結果及び POD 可視化結果

### 5.3.1. 計算結果

図 5.3.1 に得られた  $\varphi-\psi^*$  特性を示す。図より、計算は実験値を捉えている事が分かり、特に動作流量である  $\varphi=0.10$  においては 95% の精度で実験値を捉えている。図 5.3.2 に翼表面の圧力分布を示し、図 5.3.3 には RMS 値をそれぞれ示す。図より、本供試体においては負圧面の翼前縁に大きな負圧領域が存在しており、この領域は渦構造が生成されている領域であった。一方、圧力面においては顕著な分布は見られなかった。つまり、本供試体は翼負圧面の流れ構造がファン性能を支配していると考えられる。

### 5.3.2. 翼表面圧力変動に対する POD 解析

図 5.3.4 に特徴的な POD モードの可視化結果を示す。なお、図中の数値は各モードの寄与率を示している。図より、本供試体は翼前縁、翼端及びリング部に特徴的な流れ構造を持つ事が分かる。加えて、mode1 と mode2 は図 5.3.2 に示すような平均的な流れ構造を表している様に見える。また、低モード程分布が細かくなっている事も確認できる。特に mode200, mode300 や mode400 においては、分布は非常に細かくかつ翼端のみにモードが現れている事が分かる。

### 5.3.3. POD モードの周波数特性

ここでは、前章と同様に各 POD モードに対して FFT を適用する事で各モードの周波数特性を抽出する。図 5.3.5 に幾つかの特徴的なモードにおける周波数特性を示す。図より、高モードにおいては低波数に周波数ピークが存在し、低モードになるに連れて特徴的な周波数ピークが高波数に推移している事が確認できる。なお、図中の周波数特性は POD+FFT を適用した生値を示しており、重ね合わせを行う際には、各モードの固有値  $\lambda$  を掛けた値を使用する。また、本章で算出した POD モードの周波数特性と前章で算出した POD モードの周波数特性は、その特徴が異なっている。これは、前章においては計算によって得られた瞬時値に対して POD を適用しており、本章においては瞬時値から平均値を引いた値に対して POD を適用しているためである。即ち、前章においては各成分に共通した乱流のエネルギーカスケード過程の特徴が表れていたが、本章においては全てのモードを足し合わせる事で一つのエネルギーカスケードが構築される。即ち、各モードと乱流エネルギーカスケードは図 5.3.6 に示す関係であり、周波数毎の流れ構造の分析が可能となる。

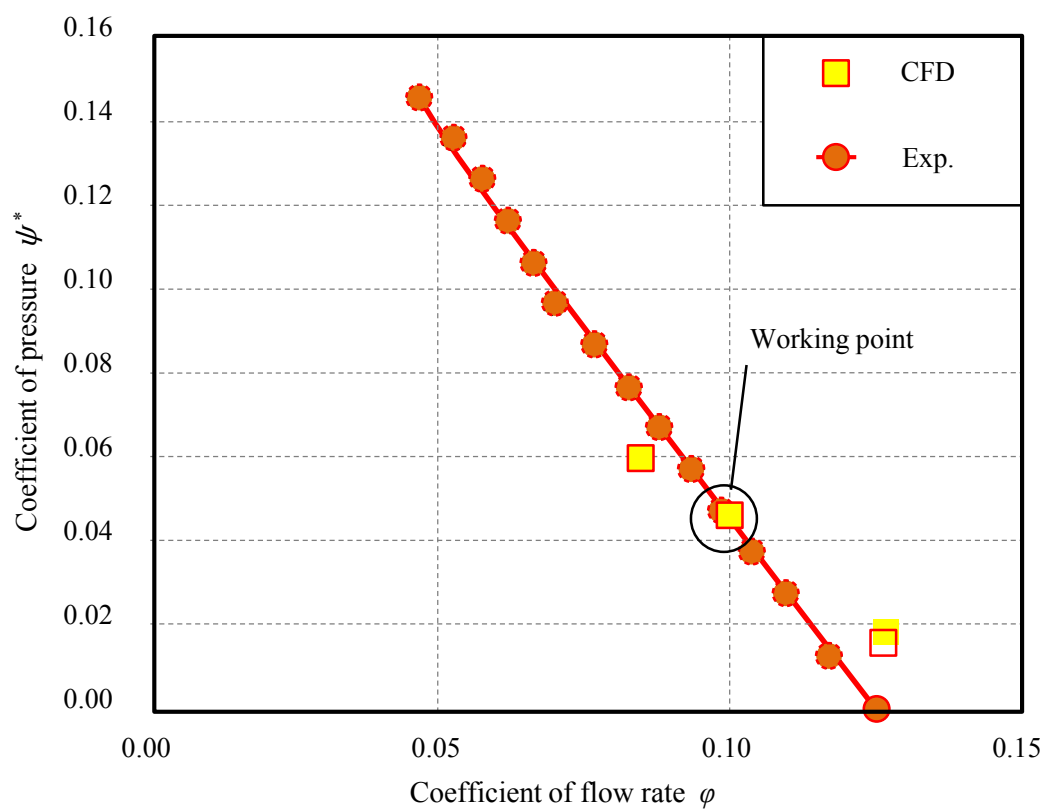
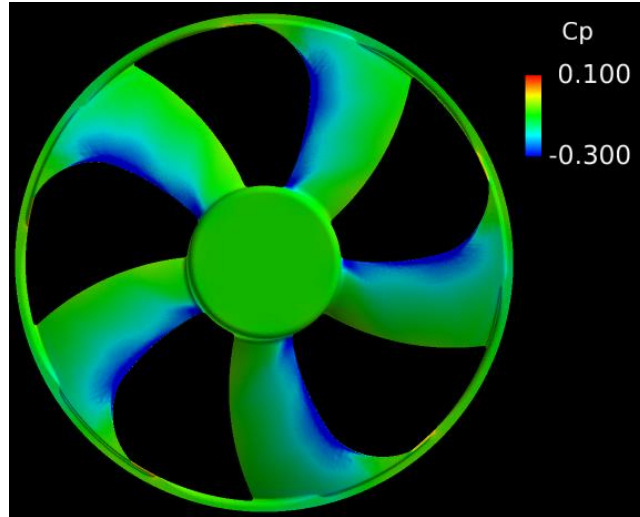
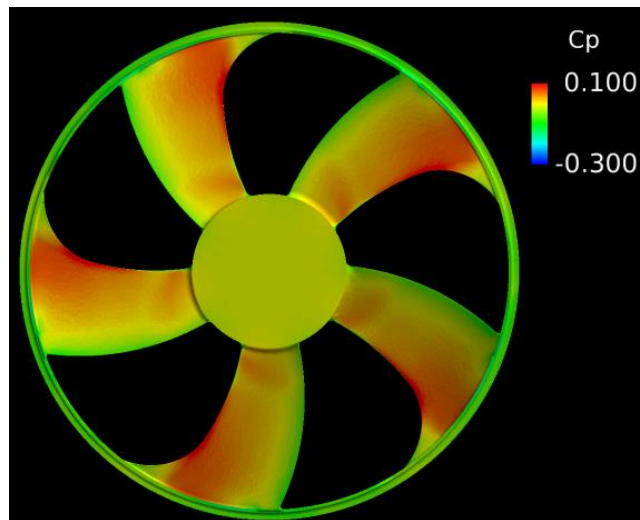


図5.3.1 ファン性能及び計算精度の確認

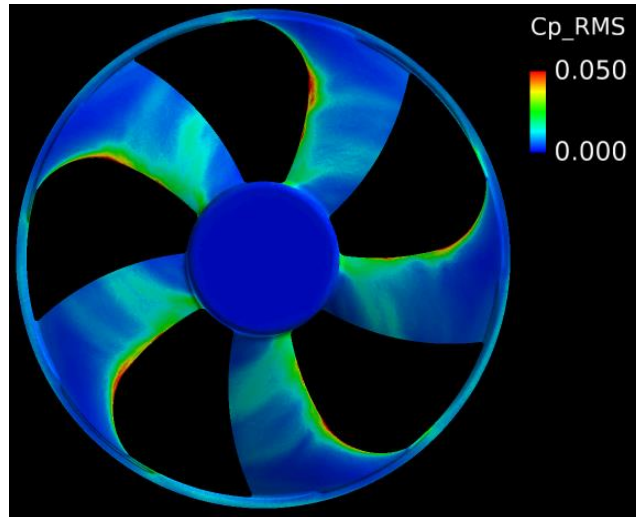


(a) Suction surface

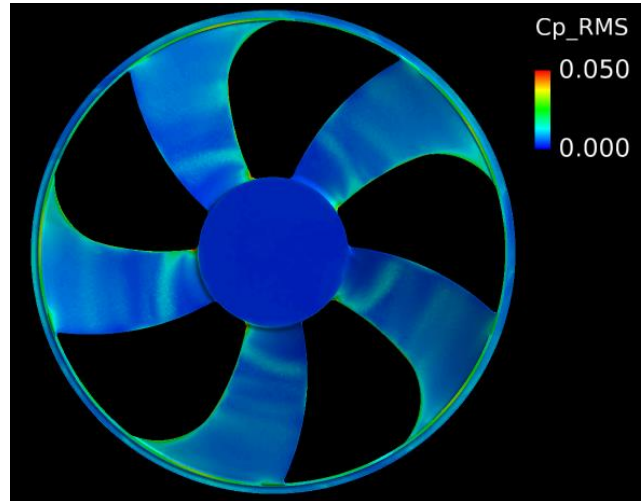


(b) Pressure surface

図5.3.2 ファン表面圧力分布 ( $\varphi = 0.10$ )



(c) Suction surface



(d) Pressure surface

図5.3.3 ファン表面圧力のRMS値分布( $\phi = 0.10$ )

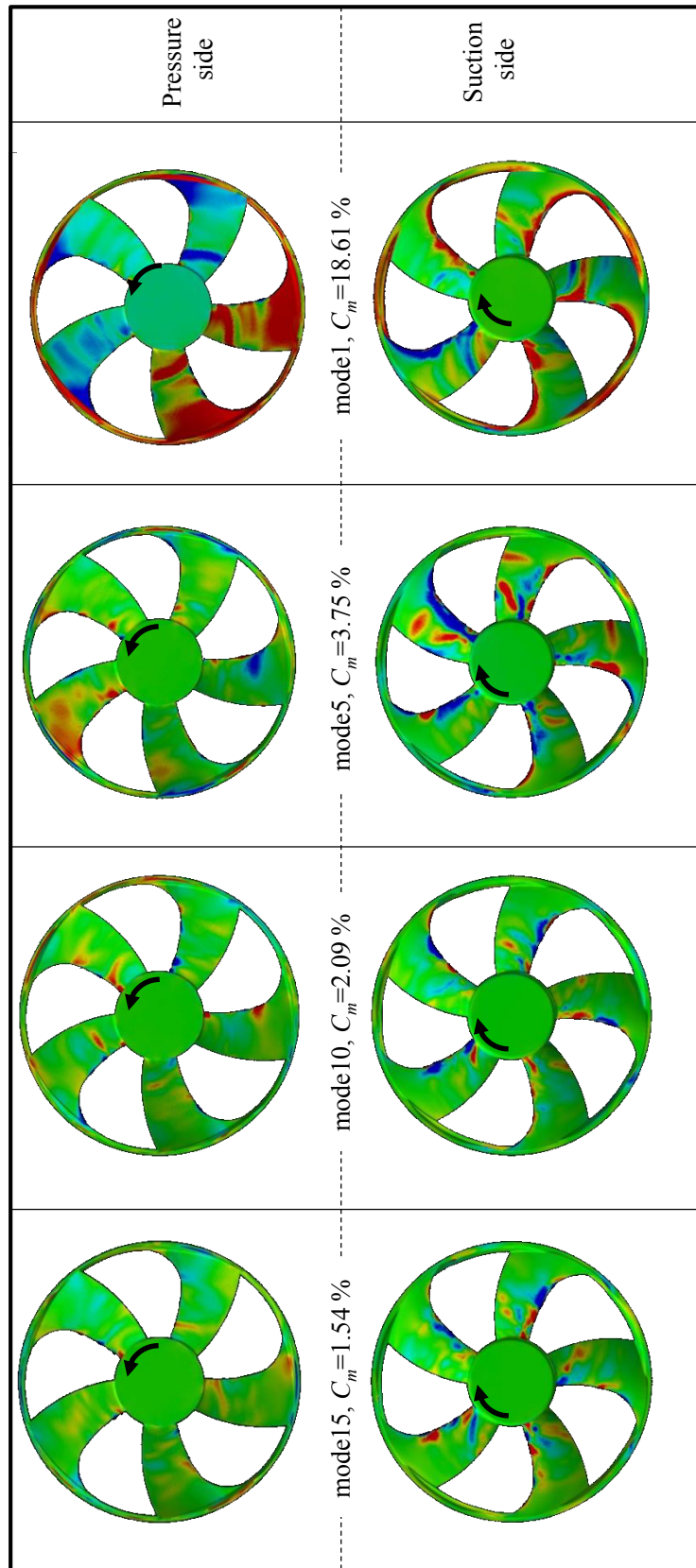


図5.3.4-a 翼表面圧力変動のPOD可視化結果 (mode1, 5, 10, 15,  $\varphi = 0.10$ )

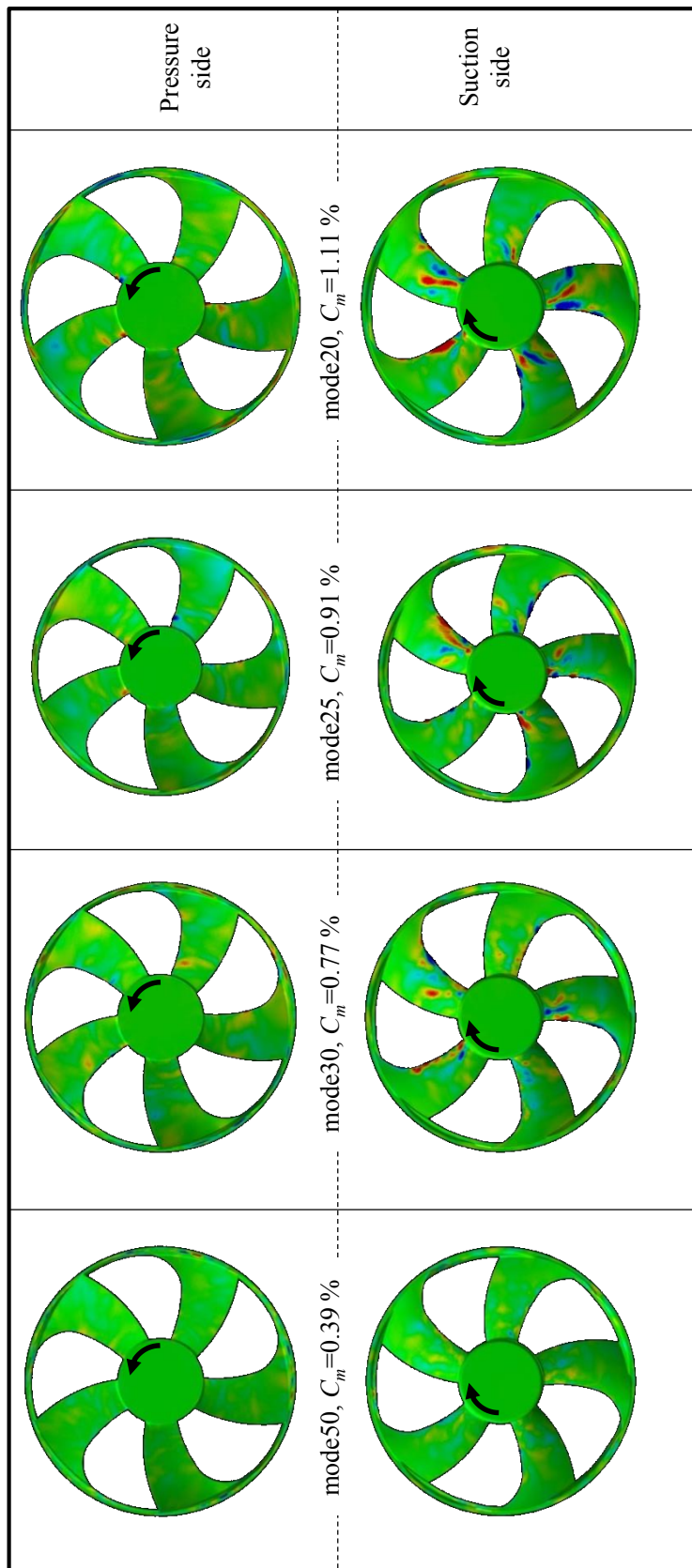


図5.3.4-b 翼表面圧力変動のPOD可視化結果 (mode20, 25, 30, 50,  $\varphi = 0.10$ )

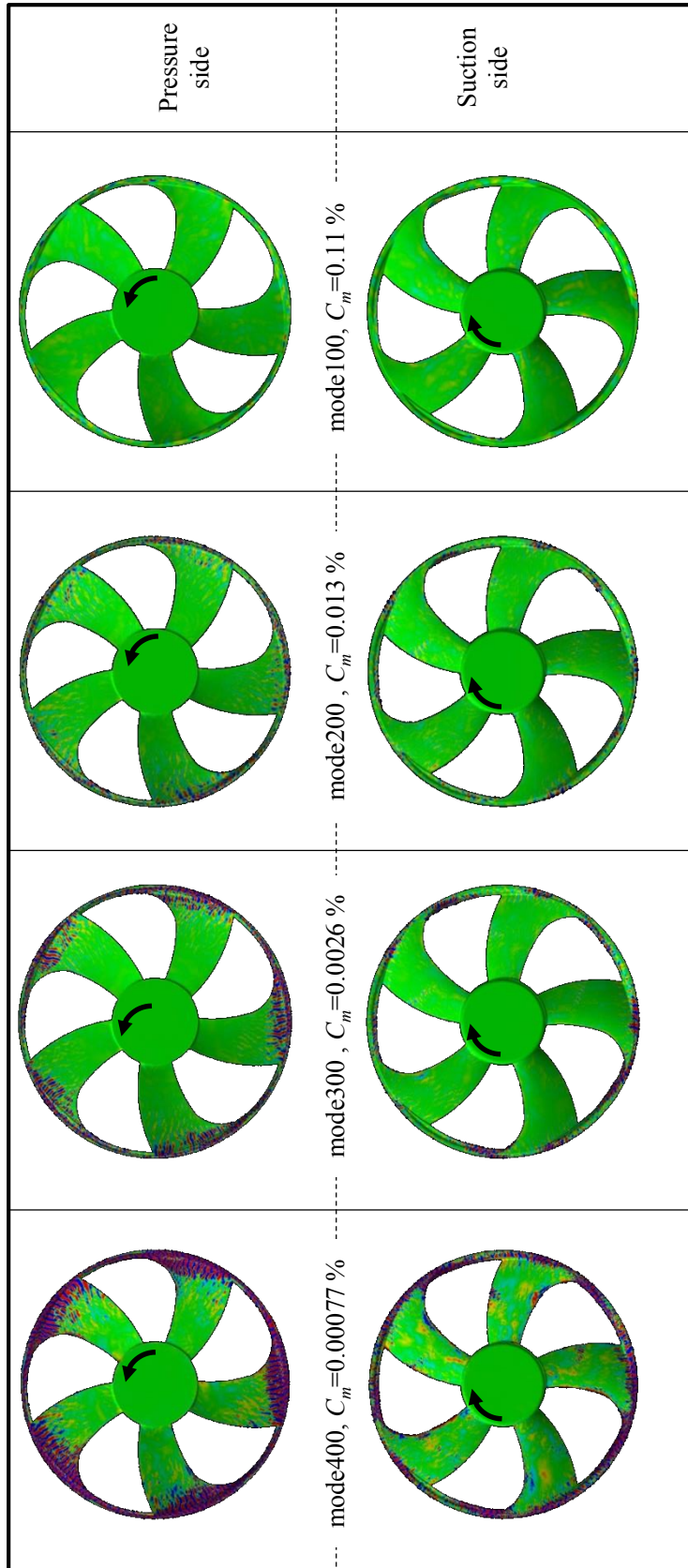


図5.3.4-c 翼表面圧力変動のPOD可視化結果 (mode100, 200, 300, 400,  $\varphi = 0.10$ )

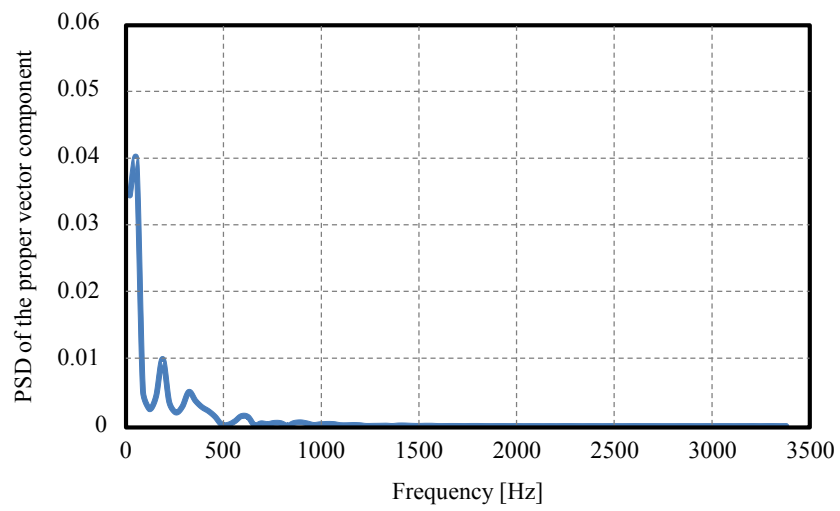


図5.3.5-a PODモードの周波数特性( $\varphi = 0.10$ , model)



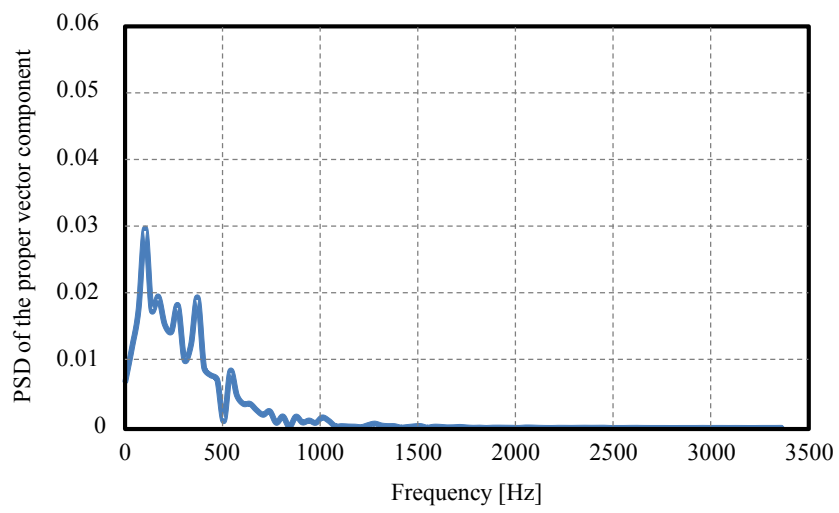


図5.3.5-b PODモードの周波数特性 ( $\varphi = 0.10$ , mode30)

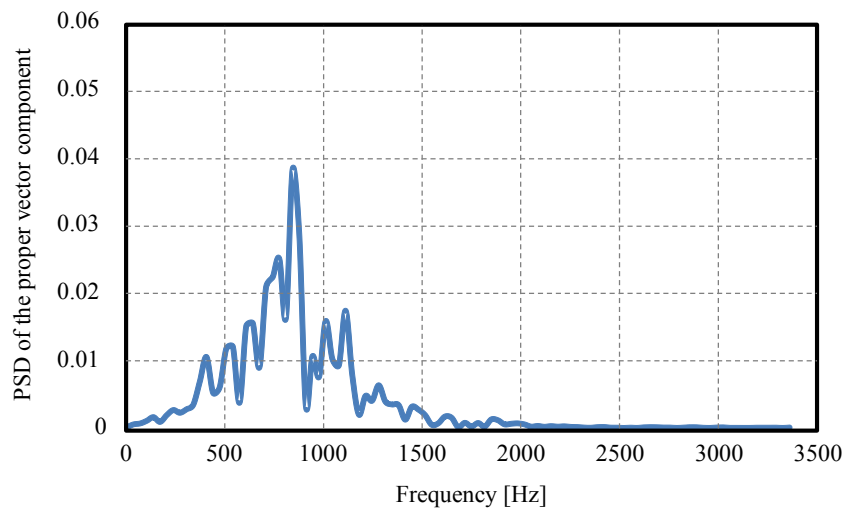


図5.3.5-c PODモードの周波数特性 ( $\varphi = 0.10$ , mode100)

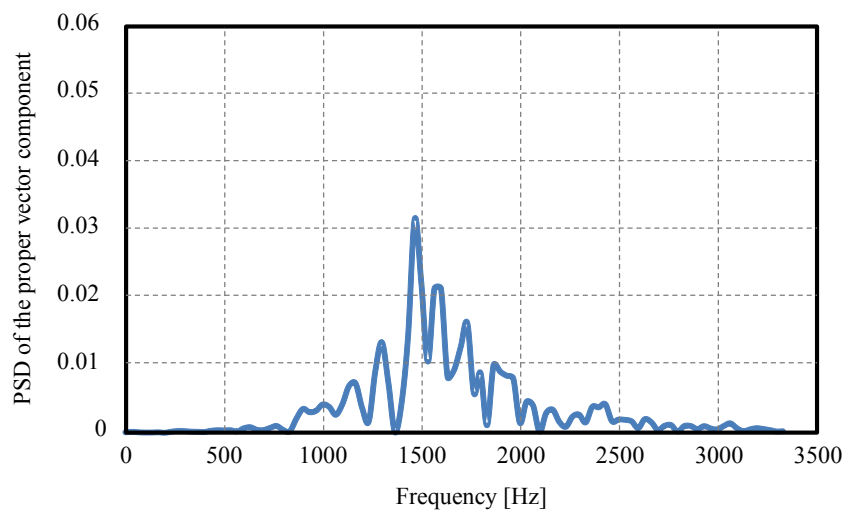


図5.3.5-d PODモードの周波数特性( $\varphi = 0.10$ , mode200)

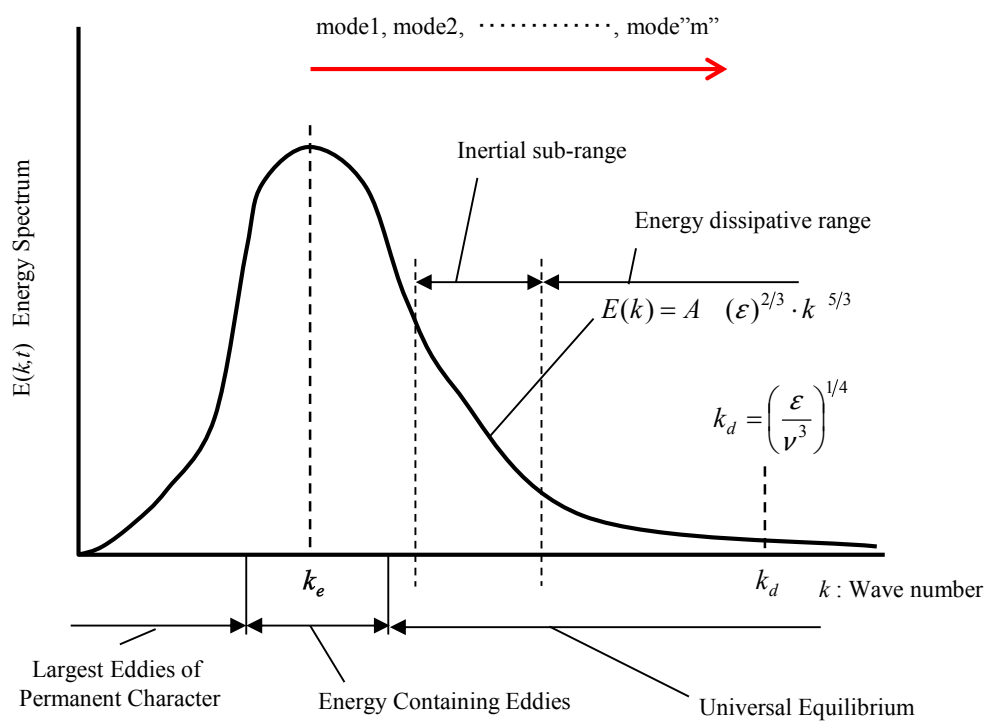


図5.3.6 PODモードと乱流エネルギーカスケードの関係

## 5.4. POD を用いた音と流れの相関関係究明の考え方

ここでは、POD 結果と騒音レベルの対応付けを行うための考え方を提案する。前節までにおいて、POD は性能に支配的な流れ構造を抽出可能であり、周波数毎にその分析が可能である事が分かった。前章の 2 次元円流解析においては、POD の物理的な意味を把握するために関連性を持つモードを足し合わせ再構築する方法が有用であることを示した。しかし、ファン解析のように複雑な流れ構造を持つ場合、寄与率の高いモードは多数存在するため、再構築するための動機付けが非常に困難である。この問題を解決するために相関解析に着目する。図 5.4.1 に POD モードと騒音レベルの対応付けを行うための新しい考え方を示す。図中の相関解析は mode1 とその他のモードとの結果を示している。図より、相関の高いモードと低いモードが存在することが確認できる。これより、最初のステップとして幾つかの相関の高いモードを足し合わせ再構築を行う。即ち、細かく分割されたモードの和を取り、現象を議論するために最適な基底を再構築することで、大きな一つの物理現象として分析が可能となる。次に、再構築した POD モードの特徴的な周波数域を特定する。最後に、再構築したモードと無響音室において計測した音響スペクトルと音源探査によって得られる音響強度分布を比較する。図より、POD モードの周波数特性と計測した音響スペクトルの傾向は定性的に一致している事が分かり、特に 1kHz 以上の領域においては音響強度が高い個所が翼端に集中しており、高波数領域において特徴的なモードが現れていた POD 結果と同じ傾向を示している。以上より、POD は複雑な乱流変動現象の分析に有用であり、開発現場においても実用性の高い技術であると言える。

## 5.5. 本章のまとめ

本章では、流れと音の相関関係を明らかにするツールとして POD に着目し、POD の更なる可能性について検討を行った。その結果、以下の知見を得た。

- (1) POD は周波数毎に流れ構造を抽出可能である。POD 結果と計測結果は定性的な一致が確認され、この結果を基に流れと音を関係付ける新しいアイデアを提案した。具体的には、複雑現象に対して、複数モードを足し合わせて再構築し、現象を明らかにする為の基底を再構築する事で、大きな一つの物理現象として捉え、その周波数特性を音響強度分布や音響スペクトルと比較する方法である。

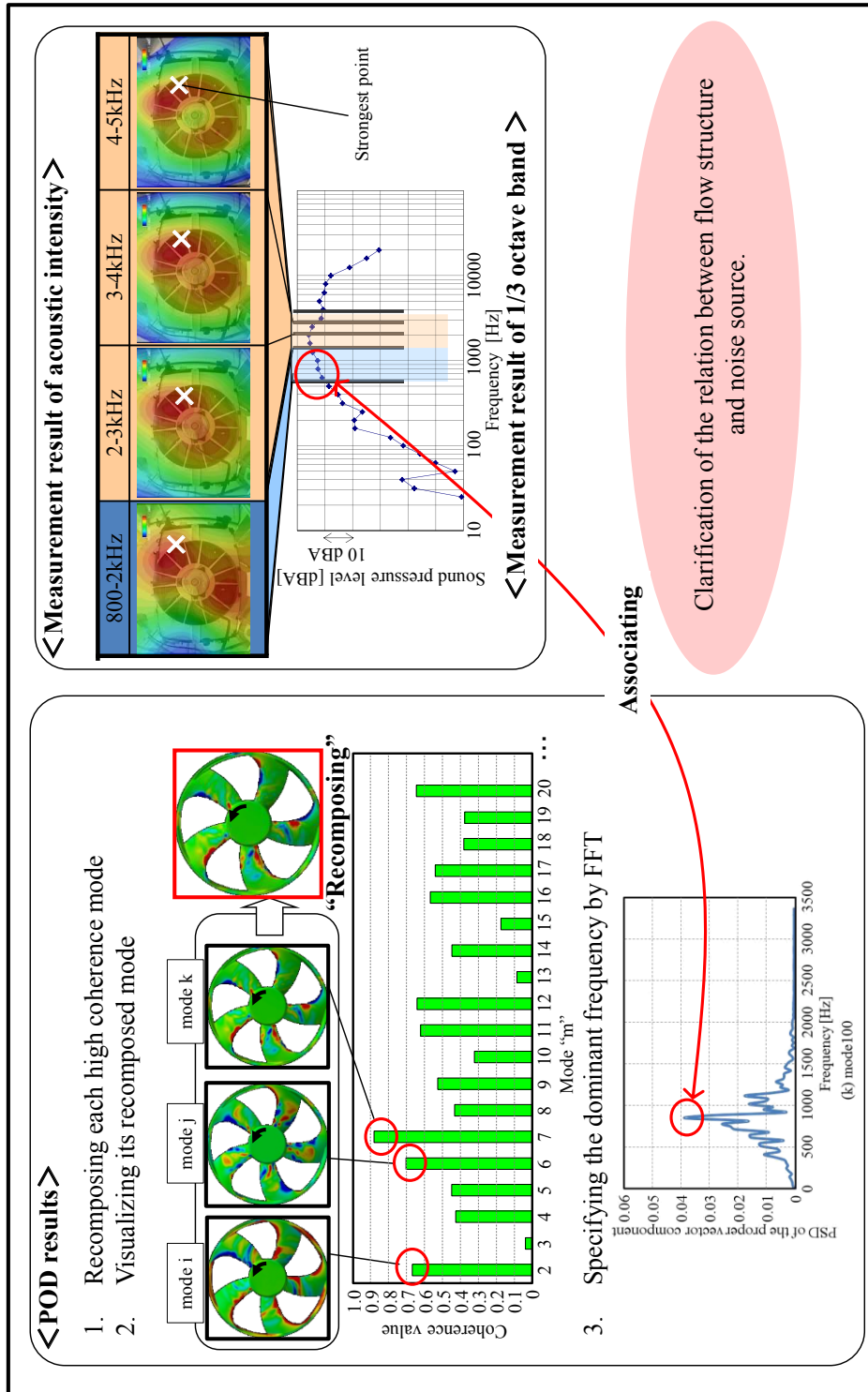


図5.4.1 PODモードと騒音レベルの対応付ける新しい考え方の提案

## 6章 結言

### 6.1. 本論文の総括

本論文では CFD を基にした経験的なノウハウに左右されない新しい冷却ファンの計算設計手法を開発し、冷却ファンの高効率化及び開発効率の向上に寄与することを目的とした。具体的には、ファンメーカーが開発を行う際に対象とする台上ベースを基に、冷却ファンの形状パラメータとして翼面積・翼枚数・翼の取付け角度・翼形状（前進・ストレート・後退）に着目し、各パラメータがファン性能に与える影響を調査する事で、各パラメータの設計に対する考え方をまとめた。更に、非定常計算結果の分析手法として POD に着目し、POD の開発現場における実用性や応用力を明らかにするために、ファン周辺の流れ構造分析に POD を適用し、POD が持つ基本的な性質の把握及び現象分析への適用手法を検討した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 翼面積変化が性能に及ぼす影響を抽出するために考案した新指標  $\psi_i^*$  により性能評価を行った結果、翼の円筒断面形状を忠実に相似に設計すると、ファン性能は総翼面積に依存する傾向があり、総翼面積が同じ太幅 5 枚翼と細幅 7 枚翼のファン性能は概ね一致した。この知見を基に、前進/後退/ストレート等の形状パラメータが性能に及ぼす影響を確認した結果、従来の通説とは異なり、上述した形状パラメータがファン性能に違いを生むことは無かった。
- (2) 上述した知見をもとに、翼面積（翼枚数）・翼形状・翼の取付け角度がファン性能に与える影響を調査する事で、これらの形状パラメータに関する設計の考え方を以下の通り提案した。
  - (ア) 翼面積：総翼面積が大きい程、性能は良いため、ファンの性能を向上させるためには可能な限り総翼面積を大きく設計する方が良い。しかし、弦節比を大きくする事で面積を増やす方法は、翼列干渉の存在から極大値が存在するため、これ考慮する必要がある。また、翼面積を増やすことは、材料費が増えることに繋がるため、設計者はコストと性能の観点から冷却ファンを造る必要がある。また、エンジン直結型ファンにおいては、T-Q 特性を考慮する必要は無いため、エンジン等の障害が無く流れ方向に十分な領域を確保できる場合、太幅翼で設計することが望ましい。
  - (イ) 翼形状：総翼面積が等しく、かつ迎角や反り等の他の翼諸元も相似に設計した場合、翼形状によるファン性能への影響は少なく、性能の善し悪しは別のパラメータによって決定される。

- (ウ) 取付け角度：取付け角度を大きく取ることで、性能向上が見込めることが分かった。また、取付け角度を大きくすることは、流れ方向の省スペース化にも繋がる。但し、角度を付けすぎた場合は、翼列干渉や羽根自体が抵抗となり性能低下の原因に繋がるため、十分な注意を持って検討する必要がある。
- (3) 翼間の流れが軸流パターンである高流量域では、新指標を用いることで1枚翼の性能から他枚数（異なる総翼面積）の性能を概算する事が可能である。即ち、動作流量が高流量域（低圧損領域）のファンを開発する際には、1枚翼を対象に検討を行うことで、コストの削減が見込める。
- (4) 自動車のエンジンルームのような限られたスペースに冷却ファンを設置する場合は、翼幅を狭くし翼枚数を多くする、つまり弦節比を大きくすることで省スペース化に有効であることが判明した。
- (5) 必ずしも1つのPODモードと1つの現象が対応しているわけではないことが分かった。このような場合には、分解されたモード間で対応付けを行い、それらを組み合わせることで実現象との関係づけを行うことが可能であることが判明した。
- (6) PODによって直行化された固有ベクトル成分に対してFFTを適用することでモード毎の特徴的な周波数特性を抽出する事が可能である事が分かった。更に、その周波数特性は乱流のエネルギーカスケードに沿って考えることが可能である事も判明した。
- (7) PODを適用することでファン性能を支配するファン周辺の流れ構造を抽出できた。その結果、本供試体においては、低流量域では剥離渦と翼端渦が性能を支配しており、中流量域および高流量域では翼端渦が支配していることが分かった。更に、各モードの寄与率を算出することで、渦構造のファン性能への影響を定量化した。以上より、PODの開発現場への応用は有用であると考えられる。
- (8) PODは周波数毎に流れ構造を抽出可能である。POD結果と計測結果は定性的な一致が確認され、この結果を基に流れと音を関係付ける新しいアイデアを提案した。具体的には、複雑現象に対して、複数次モードを足し合わせて再構築し、現象を明らかにする為の基底を再構築する事で、大きな一つの物理現象として捉え、その周波数特性を音響強度分布や音響スペクトルと比較する方法である。

## 6.2. 今後の課題

本論文では、冷却ファンの計算設計手法に関する検討として、CFDを用いて冷却ファンの形状パラメータがファンの性能に与える影響及びPODに着目し計算設計への適用の可能性を議論した。形状パラメータに関しては、台上ベースを対象に翼面積・翼枚



数（弦節比）・翼の取付け角度・翼形状（前進・後退・ストレート）がファン性能に与える影響を明確化し、従来の通説とは一部異なる知見を得た。今後は反りやスタッガー角度（食い違い角度）等の他のパラメータに関しても同様の考え方・方法で検討して行く。更に、本論文においてファンの騒音特性は未検討であるため、今後は、形状パラメータが騒音特性に与える影響を取り入れた軸流ファンの設計指針を提案する。

また、POD の計算設計への適用の可能性は述べたが、低周波における実験結果との比較をはじめ、流れと音の相関関係の究明方法は確立出来ていない。今後は、検証用実験を行う事で、実現象と POD の結果の関係を明らかにした上で POD の実際の製品開発への適用を確立する。

## 記号一覧

$A$	[m <sup>2</sup> ]	ファン通過断面積
$C_k$	[N.D.]	定数
$C_p$	[N.D.]	翼表面無次元圧力係数
$C_s$	[N.D.]	SGS 定数
$C_T$	[N.D.]	トルク係数
$C'_{T\alpha}$	[N.D.]	1 枚翼との翼面積比から算出される理想的なトルク係数
$C_\beta$	[%]	第 $\beta$ モードの寄与率
$C_\mu$	[N.D.]	渦粘性モデル定数
$D_k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	乱流エネルギーの拡散項
$D_\epsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>4</sup> ]	散逸率の拡散項
$E$	[N.D.]	経験則による定数
$E(k)$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	エネルギースペクトル
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ] / [1/m]	乱流エネルギー / 波数 (4.4 節)
$k_d$	[1/m]	Kolmogorov 波数
$m$	[N.D.]	計算タイムステップ数
$n$	[N.D.]	翼枚数
$P_k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	乱流エネルギーの生成項
$P_\epsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>4</sup> ]	散逸率の生成項
$p$	[Pa]	圧力成分
$\bar{p}$	[Pa]	平均圧力成分
$p'$	[Pa]	変動圧力成分
$p_{ch}$	[Pa]	チャンバー内静圧
$p_0$	[Pa]	大気圧
$p_s$	[Pa]	翼表面局所圧力
$Q$	[m <sup>3</sup> /s]	流量
$q$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	乱流エネルギー (4.4 節)
$q_s$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	SGS 運動エネルギー
$R$		共分散行列
$Re$	[N.D.]	レイノルズ数
$Re_\tau$	[N.D.]	乱流レイノルズ数

$r$	[m]	ファン半径
$\bar{r}$	[m]	回転座標の原点からの位置ベクトル
$S_{ij}$	[1/s]	せん断歪み速度
$T$	[Nm]	トルク
$t$	[s]	時間
$u_{ch}$	[m/s]	チャンバー内流速
$u_i$	[m/s]	速度成分
$\bar{u}_i$	[m/s]	平均速度成分
$u'_i$	[m/s]	変動速度成分
$u_0$	[m/s]	ファン通過流速
$u_{ri}$	[m/s]	回転座標系から見た相対速度成分
$u_t$	[m/s]	翼端周速度
$u^+$	[N.D.]	境界層内無次元速度
$u^*$	[m/s]	摩擦速度
$y^+$	[N.D.]	壁面からの無次元距離
$\alpha$		固有ベクトル
$\gamma$		固有値
$\delta_{ij}$	[N.D.]	クロネッカーデルタ
$\Delta p$	[Pa]	静圧差 (圧力利得)
$\Delta p_t$	[Pa]	ファンの全圧利得
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	散逸率
$\zeta$	[N.D.]	実験定数
$\eta$	[N.D.]	効率
$\kappa_C$	[N.D.]	カルマン定数
$\lambda$	[N.D.]	細幅 1 枚翼を基準とした面積比
$\mu$	[Pa·s]	分子粘性係数
$\mu_t$	[Pa·s]	乱流粘性係数
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	分子動粘性係数
$\nu_s$	[m <sup>2</sup> /s]	SGS 渦粘性係数
$\nu_t$	[m <sup>2</sup> /s]	渦動粘性係数
$\xi_i$	[N.D.]	POD 係数
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	空気密度

$\sigma_k$	[N.D.]	乱流エネルギーに関する乱流プラントル数
$\sigma_\varepsilon$	[N.D.]	散逸率に関する乱流プラントル数
$\tau_w$	[Pa]	壁面剪断応力
$\varphi$	[N.D.]	流量係数
$\Phi_i$		POD モード
$\psi_{to}$	[N.D.]	全圧利得係数
$\psi^*$	[N.D.]	圧力係数
$\psi_n^{*'}$	[N.D.]	1 枚翼との翼枚数差から算出される理想的な圧力係数
$\psi_\lambda^{*'}$	[N.D.]	1 枚翼との翼面積比から算出される理想的な圧力係数
$\Psi_\varepsilon$	[N.D.]	散逸率の無次元関数
$\bar{\omega}$	[rad/s]	角速度

## 参考文献

- [1] “自動車の排出ガス規制（新車）”. 国土交通省.  
[http://www.mlit.go.jp/jidosha/jidosha\\_tk10\\_000001.html](http://www.mlit.go.jp/jidosha/jidosha_tk10_000001.html) (2014年9月29日)
- [2] 石井素：自動車の排出ガス規制等の動向、日本マリンエンジニアリング学会誌、  
Journal of the JIME Vol.47, No.6, 2012.
- [3] Matsushima Y., Takeuchi T., Kohri I. “Prediction method of engine compartment air flow using CFD analysis”, JSAE Review 21 197-203, 2000
- [4] Anders Jerhamre, Anders Jonson, “Development and Validation of Coolant Temperature Cooling Air Flow CFD Simulations at Volvo Cars”. SAE World Congress, 2004-01-051, 2004.
- [5] Nageswara Rao D., Sulhvinder Kaur Bhatti., Ravi Kumar S., Niranjana Kumar I N., “CFD Analysis of Axial Flow Fans for Radiator Cooling in Automobile Engines”, SAE Technical Paper Series 2007-01-4262
- [6] Allan Wang, Zhihui Xiao, Hamid Ghazialam, “Evaluation of the Multiple Reference Frame (MRF) Model in a Truck Fan Simulation”, SAE Paper 2005-01-2067, 2005
- [7] Gokul V. Shankaran, M. Baris Dogruoz, “VALIDATION OF AN ADVANCED FAN MODEL WITH MULTIPLE REFERENCE FRAME APPROACH”. IEEE Intersociety Conference, 2010.
- [8] Peter Gullberg, Lennart Lofdahl, Peter Nilsson, Steven Adelman, “Continued Study of the Error and Consistency of Fan CFD MRF Models”, SAE Paper 2010-01-0553, 2010
- [9] Peter Gullberg, Raja Sengupta, “Axial Fan Performance Predictions in CFD, Comparison of MRF and Sliding Mesh with Experiments”, SAE paper 2011-01-0652, 2011.
- [10] 田崎昭雄、郡逸平、松島幸夫：CFDによる冷却ファン性能予測精度向上の研究（第2報）、自動車技術会、学術講演前刷集 No.44-08、2008
- [11] J.Y.Luo, R.I.Issa, A.D.Gosman, “Prediction of Impeller Induced Flow in Mixing Vessels Using Multiple Frames of Reference”. Icheme Symposium Series No.136
- [12] I.Kohri, Y.Kobayashi, Y.Matsushima, “Prediction of the performance of the

engine cooling fan with CFD simulation”. SAE World Congress, 2010-01-0548, 2010.

- [13] 吉田憲司ら：自動車用軸流ファンの回転騒音に関する研究（第1報），自動車技術会学術講演会前刷集，No.152-13 pp17-20，2013
- [14] 吉田憲司ら：自動車用軸流ファンの回転騒音に関する研究（第2報），自動車技術会学術講演会前刷集，No.25-14 pp5-8，2014
- [15] 山田彰二ら：ファン騒音低減の取り組み，日本ガスタービン学会誌，Vol.33, no.6, pp539-544, 2005
- [16] 松木正勝 他：高速軸流圧縮機の研究[1] -翼型と翼列の検討-，航空技術研究所報告，UDC 921.63, 1963
- [17] Nüill, W. und Pfau, H., Z.VDI Bd.85, Nr.37/38, 1941
- [18] 鈴木昭次：軸流送風機の騒音低減に関する実験的研究（第1報，動翼翼素の各パラメータの影響），日本機械学会論文集，44巻380号(昭53-4)
- [19] 大鷲勝久，岩村義巳：薄板翼プロペラファンの低騒音化，日本機械学会論文集（B編），53巻487号(昭和62-3)
- [20] 深野ら：低圧軸流送風機の乱流騒音について（第2報，動翼枚数，翼弦長およびそりが騒音に与える影響），日本機械学会論文集，43巻375号(昭52-11)
- [21] 深野ら：低圧軸流送風機の騒音に与える翼端スキマの影響，日本機械学会論文集（B編），51巻463号(昭60-3)
- [22] 深野ら：プロペラファンの騒音低減化に関する実験的研究（第1報，空力特性），日本機械学会論文集（B編），56巻531号(1990-11)
- [23] 生井武文，井上雅弘：ターボ機械と圧縮機，株式会社コロナ社，1988
- [24] 佐々木壮一ら：多翼ファンの全圧特性に及ぼす弦節比の影響，ターボ機械第34巻12号，2006
- [25] 佐々木壮一ら：多翼ファンの空力音源に及ぼす舌部隙間流れの影響，長崎大学工学部研究報告，41(76), pp7-12, 2011
- [26] S. Sasaki et al., Prediction of Specific Noise Based on Internal Flow of Forward Curved Fan, International Journal of Fluid Machinery and Systems, 2 – 1 (2009), pp. 80 – 91.
- [27] 笹島知佳，川口清司：小型軸流ファンにおける翼周り流れの数値解析，日本機械学会論文集（B編）77巻774号（2011-2）
- [28] 島田行太ら：二輪車用ラジエータ冷却ファンの研究，自動車技術会論文集，Vol.32,

No.3, 2001.

- [29] 島田行太ら：ラビリンスシールを用いたラジエータ冷却ファンの研究，自動車技術会論文集, Vol.33, No.1, 2002.
- [30] 島田行太ら：乗用車用ラジエータ冷却ファンの設計（第1報），自動車技術会論文集, Vol.34, No.3, 2003.
- [31] 島田行太ら：乗用車用ラジエータ冷却ファンの設計（第2報），自動車技術会論文集, Vol.34, No.3, 2004
- [32] 島田行太：Advanced Design of Radiator Cooling Fan for Automobile, 東海大学大学院学位論文, 2003.
- [33] 川崎真俊ら：多翼送風機の翼形状が送風性能と騒音に及ぼす影響，日本機械学会論文集（B編）77巻773号（2011-1）
- [34] 岩瀬拓：半開放形軸流ファンの高効率・低騒音化に関する研究，九州大学大学院 工学府 機械工学専攻 学位論文，2012
- [35] John L.Lumley., “The structure of inhomogeneous turbulence”, In Atmospheric Turbulence and Wave Propagation, pp.166-178, 1967.
- [36] John L.Lumley., “Computational Modeling of Turbulent Flow”, Advances in Applied Mechanics, Volume 18
- [37] Berkooz, G., Holmes, P. & Lumley, J. L.: The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows, Ann. Rev. Fluid Mech. 25 (1993) 539–575.
- [38] 平邦彦：固有直交分解による流体解析：1. 基礎，ながれ 30(2) (2011)
- [39] 平邦彦：固有直交分解による流体解析：2. 応用，ながれ 30(3) (2011)
- [40] 古市紀之ら：固有直交分解によるはく離再付着流れの流動構造解析
- [41] 左海将之ら：固有直交分解(POD)と動的モード分解(DMD)を活用した円柱周りの流れ計測，日本航空宇宙学会論文集, Vol.62, No.2, pp.47-54, 2014
- [42] R. S. Reichert et.al., “Proper orthogonal decomposition applied to turbulent flow in a square duct” American Institute of Physics, Fluids 6 (9), 1994.
- [43] Smagorinsky.J., “General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment”, Monthly weather review, vol.91(1963), pp.99-164
- [44] 加藤千幸ら：LESによる斜流ポンプ内部流れの非定常解析（第1法，解析手法），日本機械学会論文集（B編），68巻670号（2002-6），pp.1729-1736
- [45] 坂口貴昭 他：翼面圧力分布の可視化による冷却ファンのトルク予測精度向上の研究

- 究, 第 39 回可視化情報シンポジウム講演論文集 Vol.31,.No.1, Page251-254, 2011.
- [46] 飯田明由ら : 日本機械学会論文集(B 編)61 卷 592 号(1995-12) No.95-0649
- [47] J.O. Hinze, “Turbulence (2nd edition).” New York, McGraw-Hill, 1975.



## APPENDIX-1 実験装置の計測精度検証

### A1.1. 実験装置の概要

図 A1.1 に実験装置及びその概要図を示す。本送風機試験装置は JISB8330 に基づいており、図に示すとおり大きく分けて、①加圧ファン、②絞り弁、③流量計測ダクト、④整流金網・整流格子、⑤トラバース装置（熱線流速計）、⑥圧力測定チャンバー、⑦冷却ファン、⑧ファンモータ、⑨アジャスター装置から構成されている。P-Q 特性を計測する際には、ファンの回転数を固定し、流量を変化させる方法を採用している。流量の変化は絞り弁を徐々に開放し、90°（最大角度）開放した状態で流量がファンの風車点（静圧利得=0）に足りない場合のみ、上流の加圧ファンを用いて不足分を補う構成である。流量は、ダクト内を幅 7×高さ 7 の計 49 箇所分割し、トラバース装置の先端に取り付けた熱線流速計を用いて流速を計測し、49 箇所の平均流速とダクト断面積を用いて算出している。以下次節には、ダクト内の分割数を決定する際の検討結果及び、本送風機試験装置の再現性を記述する。

### A1.2. ダクト内分割数の検討

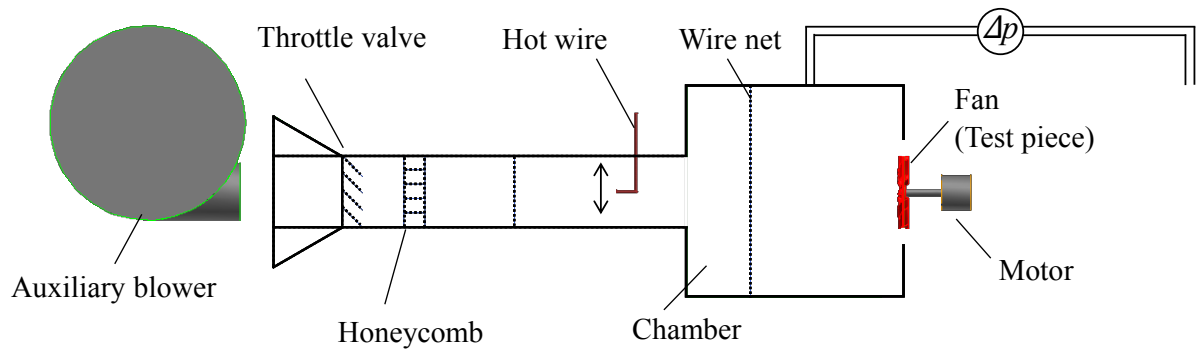
ダクト内の流速は、ハーゲン・ポアズイユ流れに代表される通り分布を持っている。本節では、流量測定を行う際に最も効率と信頼性の高いダクト内平均流速を算出するためのダクト内分割数を検討した。図 A1.2, A1.3 にそれぞれ絞り弁 60° と 90° 時のダクト内流速分布を示す。図より、全開時である 90° では、ダクト内流速に著しい変化は見られないが、弁の影響を受ける 60° 時においては、ダクト内流速は不均一になっていることが確認できる。ダクト内の分割数を増やせば増やすほど、平均流速は一定の値に落ち着くが、計測時間が掛かってしまう。そこで、ダクト内を中央 1 点、9 点、25 点、36 点、49 点にそれぞれ分割した際の平均流速を算出し、49 点時の平均流速との割合をグラフ化した。（図 A1.4, A1.5）図より、弁の影響が少ない、全開時においては、どのケースにおいても概ね同じ値を示している。一方、弁の影響を受ける 60° においては、計測点数によって値は異なっており、36 点以降で数値が落ち着く様子が確認できる。以上より、本研究ではダクト内を 49 箇所分割し流量測定を実施した。

### A1.3. P-Q 特性の再現性の確認

本節では、計測した P-Q 特性の再現性の確認を行う。図 A1.6 は、P-Q 特性の再現性を確認するために計測した全 6 回の結果である。なお、計測はファン回転数 3000 rpm、ファンの被り率 50%、翼単隙間 10 mm とした。図より、最大誤差は流量・圧力ともに 2%以内に収まっており、本送風機試験装置の再現性は高いと判断した。



(a) 送風機試験装置



(b) 送風機試験装置の概要図

図 A1.1 送風機試験装置及びその概要図

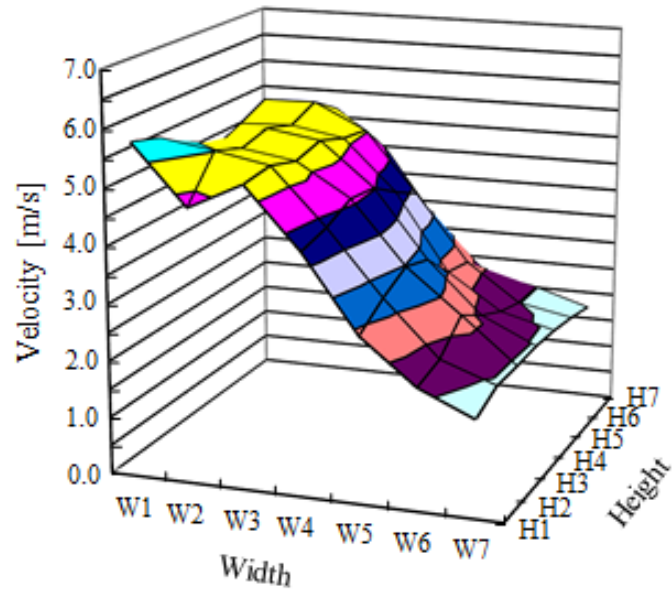


図 A1.2 ダクト内流速分布(60° )

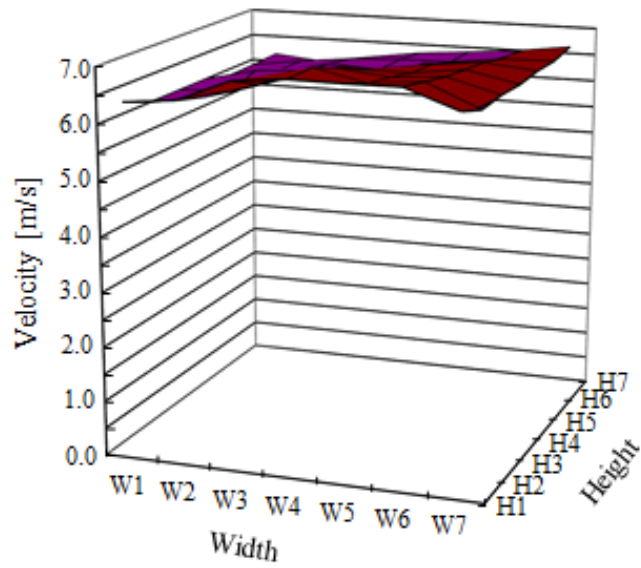


図 A1.3 ダクト内流速分布(90° )

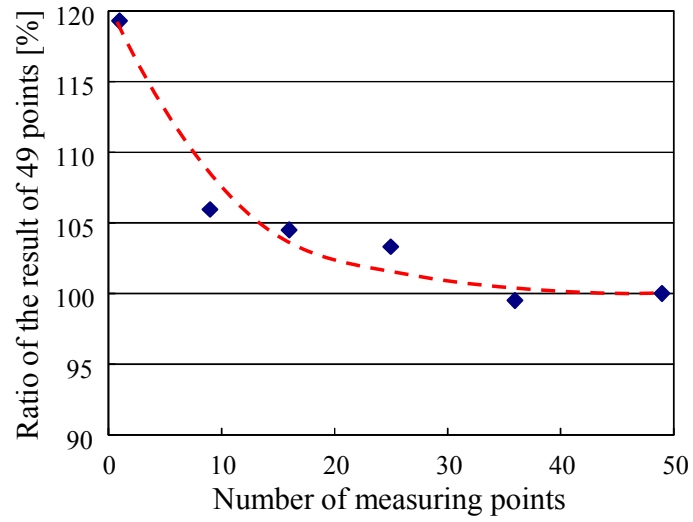
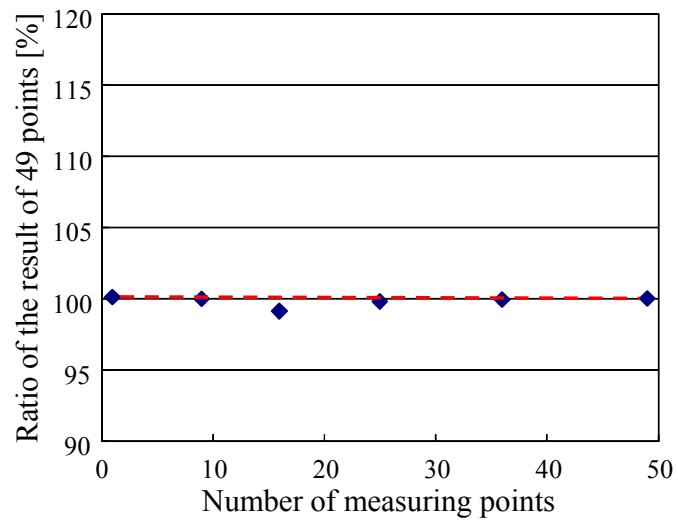


図 A1.4 計測点数と平均流速の関係(60° )



A1.5 計測点数と平均流速の関係(90° )

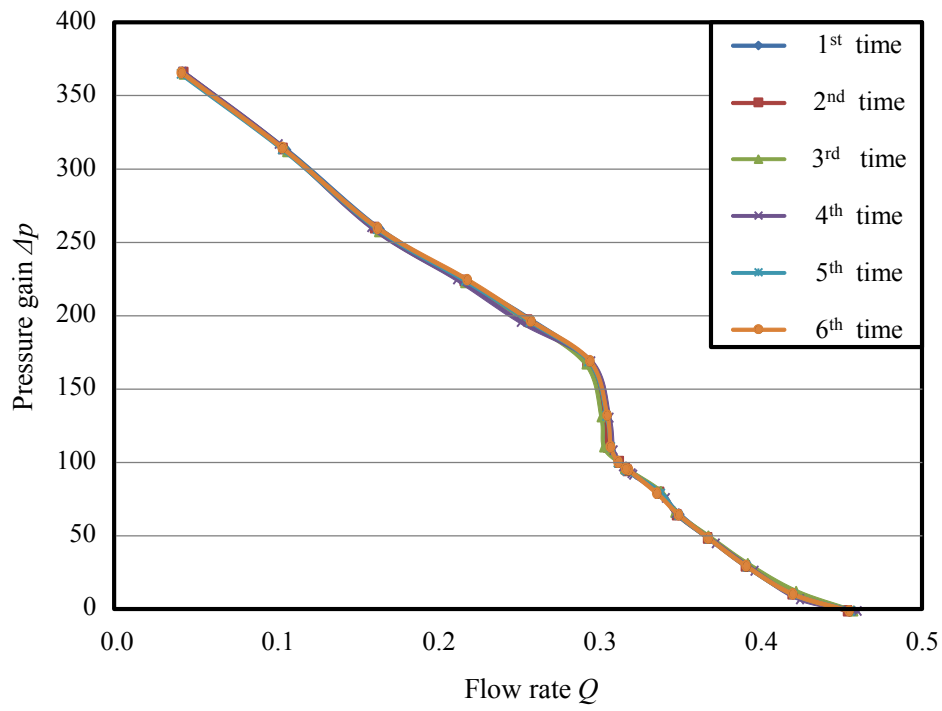


図 A1.6 P-Q 特性計測の再現性

## 謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始、懇切丁寧なご指導を賜りました東京都市大学工学部 機械システム工学科 郡逸平教授に深く感謝申し上げます。先生からは学部4年生からの6年間、研究に対する姿勢から始まり、研究の厳しさ、難しさ、楽しさや社会人としての立ち振舞まで、本当に多くのことを学ばせて頂きました。研究者として誠心誠意で叱咤激励を賜る時もあれば、人生の先輩としても様々なご助言を賜りました。6年間の振り返ると、先生からは数えきれない程、多くのものを学ばせて頂きました。今後は、それらを財産に、先生の弟子の名に恥じぬように、これからの人生を歩んでゆこうと思います。

また、本研究をまとめるにあたり、ご多忙中にもかかわらず副査を引受けて頂き、熱心なご指導及び多くのご助言を賜りました、

東京都市大学工学部 機械工学科 大上浩教授  
東京都市大学工学部 機械システム工学科 田中康寛教授  
東京都市大学工学部 機械システム工学科 島野健仁郎教授  
豊橋技術科学大学 機械工学系 飯田明由教授  
の諸先生方に、心から感謝申し上げます。

東京都市大学工学部 機械システム工学科 永野秀明講師には、研究面や生活面の相談に毎回快く乗って頂き、暖かいお言葉や激励を頂きました。先生が親身になって接して下さったことで、辛い時期を乗り越えられたと思います。ここに深く感謝申し上げます。また、論文を作成するにあたり、寝る間を惜しんで様々な援助をして頂いた、研究室の先輩・同期・後輩にも、深く感謝申し上げます。

株式会社デンソーの吉田憲司様、酒井雅晴様、浅野秀夫様には、研究の苦しい時期に様々なアドバイスを頂きました。ご多忙中にもかかわらず、検証用の実機計測や打合せをして頂き、更には、成果が出ずに悩んでいた際にも、親身になって相談に乗って頂き、技術者・社会人の先輩として、本当に多くの暖かなお言葉を頂きましたこと、厚く御礼申し上げます。

博士後期課程への進学を悩んでいた時期に、ご相談に乗って頂き背中を後押しして

下さった、スズキ株式会社 橋爪祥光様，博士前期課程時代に，研究のベースをご指導頂き，その後は人生の先輩としてお付き合い頂いた，三菱ふそうトラック・バス株式会社 松島幸夫様，を始め皆様方からの多くの支えがあって，学位論文をまとめることが出来ました．ここに厚く御礼申し上げます．

最後に，著者の我儘を受け止め，支えてくれた家族の皆へ心から感謝致します．