

遠心圧縮機に発生するディフューザ失速の
初生と旋回機構に関する研究

Inception and Rotating Mechanism of
Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor

2018年2月

藤澤 信道

Nobumichi FUJISAWA

遠心圧縮機に発生するディフューザ失速の
初生と旋回機構に関する研究

Inception and Rotating Mechanism of
Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor

2018年2月

早稲田大学大学院 基幹理工学研究科
機械科学専攻 流体工学研究

藤澤 信道

Nobumichi FUJISAWA

目次

略記表	iv
主な記号	iv
第1章 緒言	6
1.1 研究背景	6
1.2 従来の研究	6
1.2.1 旋回失速の構造に関する主な研究	6
1.2.2 遠心圧縮機に発生する旋回失速に関する研究	8
1.2.3 旋回失速と翼前縁部に発生する剥離渦との関連性に関する研究	10
1.3 研究目的および本研究の内容	11
1.4 本論文の構成	12
第2章 実験装置概要	13
2.1 実験装置	13
2.1.1 供試圧縮機	13
2.1.2 吸込管路	15
2.1.3 羽根車	16
2.1.4 ディフューザ	17
2.1.5 ディフューザ案内羽根	18
2.1.6 渦形室	19
2.1.7 吐出管路	19
2.1.8 バタフライ調節弁	20
2.1.9 駆動系	22
2.2 測定装置および実験方法	23
2.2.1 回転数計測	23
2.2.2 性能試験	24
2.2.3 流速計測法	27
2.2.4 圧力計測法	34
2.2.5 非定常性能測定法	38
2.2.6 油膜法	39

第3章	数値解析法	40
3.1	数値解析法概要	40
3.1.1	支配方程式	40
3.1.2	一般座標系における圧縮性 Navier-Stokes 方程式	42
3.1.3	乱流モデル	44
3.1.4	解析コード	46
3.2	解析対象および計算格子	47
3.2.1	羽根車	47
3.2.2	ディフューザ	48
3.2.3	渦形室	49
3.3	境界条件	50
3.3.1	入口境界条件	50
3.3.2	流出境界条件	51
3.3.3	壁面境界条件	52
3.3.4	スライディング境界	53
3.4	渦の可視化法	54
3.4.1	Q 定義による渦の可視化	54
3.4.2	Critical Point 法による渦の可視化	55
第4章	供試遠心圧縮機の失速特性および解析コードの検証	56
4.1	供試圧縮機の基本流れ場特性と解析コードの検証	56
4.1.1	圧縮機性能	56
4.1.2	ベーンレス部におけるシュラウド壁面の圧力変動	57
4.1.3	ディフューザ内部流れ場の可視化	58
4.1.4	羽根車吐出流の流速分布	60
4.1.5	DES 解析の妥当性の検証	61
4.2	供試圧縮機に発生する旋回失速の特性	63
4.2.1	圧縮機ケーシング壁面の圧力変動測定	63
4.2.2	スパン方向の失速セルの挙動調査	67
第5章	ディフューザ前縁渦の発生構造および内部流れに与える影響	68
5.1	ディフューザ前縁渦の基本構造と非定常挙動	68
5.1.1	ディフューザ前縁渦の基本構造	68
5.1.2	ディフューザ前縁渦の非定常挙動	70
5.2	ディフューザ前縁渦の発生メカニズム	73
5.2.1	ディフューザ前縁渦の挙動と発生メカニズム	73
5.2.2	ディフューザ前縁渦を構成する竜巻型の剥離渦の形成メカニズム	79
5.2.3	翼端漏れ渦がディフューザ前縁渦に与える影響	85

第 6 章	供試圧縮機に発生する羽根車およびディフューザ失速の構造.....	89
6.1	羽根車失速の渦構造および非定常挙動.....	89
6.2	ディフューザ失速の渦構造および非定常挙動.....	92
第 7 章	流量低下に伴う旋回失速の成長過程.....	105
7.1	流量低下に伴うディフューザ失速の拡大現象.....	105
7.2	段失速発生時のディフューザ流路での偏流現象の解明.....	112
第 8 章	結言	118
8.1	今後の展望および課題.....	119
謝辞		
参考文献		

略記表

BPF	Blade-Passing Frequency
CFD	Computational Fluid Dynamics
DES	Detached Eddy Simulation
FDS	Flux Difference Splitting
LES	Large Eddy Simulation
LEV	Leading-Edge Vortex
MB	Main Blade
MFGS	Matrix Free Gauss Seidel
MUSCL	Monotone Upwind Scheme for Conservation Law
ODV	Original Diffuser Vane
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation
RMS	Root Mean Square
SB	Splitter Blade
VL	Vaneless Diffuser

主な記号

A	断面積 [m ²]
B	通路幅 [m]
B_T	案内羽根前縁高さ [m]
D	直径 [m]
e	内部エネルギー [J/kg]
f	周波数 [Hz]
P	圧力 [Pa]
P_t	全圧 [Pa]
P_s	静圧 [Pa]
P_s'	静圧変動 [Pa]
q	運動量 [kg m/s]
L	距離 [m]
L_c	翼弦長 [m]
L_{id}	無次元動静翼間距離
m	質量流量 [kg/s]
N	回転数 [min ⁻¹]
N_s	比速度 [min ⁻¹ , m ³ /min, m]
Q	体積流量 [m ³ /s]

R	半径 [m]
t	時間 [s]
T	温度 [K]
u_r'	半径方向速度変動 [m/s]
u_t	羽根車周速 [m/s]
u_τ	摩擦速度 [m/s]
V	ディフューザ案内羽根枚数
v_m	子午面方向速度 [m/s]
x	計測位置 [m]
y^+	壁座標
Z	羽根枚数
Z_m	長羽根枚数
Z_s	短羽根枚数
α	ピッチ角 [deg]
β	流入(流出)角 [deg]
γ	比熱比
ρ	密度 [kg/m ³]
ϕ	流量係数
η	効率
μ	粘性係数 [Pa s]
ν	動粘性係数 [m ² /s]
θ	角度 [rad]
ψ	圧力係数

添え字

1	羽根車入口
2	羽根車出口
3	ディフューザ入口
4	ディフューザ出口
5	ケーシング出口
a	大気基準
*	無次元化された変数

第1章 緒言

1.1 研究背景

過給機やエンジンの構成要素である遠心圧縮機は、その主たる産業用用途において、超小型から大型、低圧から高圧、低回転から高回転に至るまで、幅広い条件で運転されている。特に、遠心圧縮機は小型化・高効率化の観点から羽根付ディフューザが多用されている。しかし、羽根付ディフューザを採用することにより高い圧力上昇が得られる反面、右上がり不安定領域が拡大し、部分流量運転時に旋回失速に代表される不安定現象が生じるという問題がある。旋回失速は局所的な流れの不安定性に起因し発生するものであり、失速セルの通過による周期的な変動が、動・静翼列に高速度の繰り返し荷重とモーメントを与える。このため、材料疲労が高速度で蓄積される旋回失速の状態からは早急に離脱することが望まれる。また、新たな圧縮機を設計する上で、失速の挙動の予測や、失速に対して堅牢な設計指針を得ることは、設計・製造現場に大きく貢献する。そこで従来から、失速に対する設計指針・速やかに失速から離脱する技術の開発のため、旋回失速の発生メカニズムおよび非定常的な渦構造の解明が進められてきた。しかし、旋回失速の発生構造や成長過程は、圧縮機の幾何形状(翼・通路形状、翼枚数、翼端隙間幅)や運転条件(低速・高速、亜音速・遷音速の差異)などにより大きく異なり、現在までに普遍的な解釈は得られていない。近年、数値流体力学(CFD)の進展から、圧縮機性能や内部流れ場の特徴を予測することは容易となり、実機試験結果と組み合わせることで圧縮機内部に発生する現象の理解が急速に進んでいる。ただし、CFDを用いても旋回失速の定量的な予測は未だ難しく、設計段階での失速予測はほぼ不可能である。そのため、現在においても圧縮機に発生する旋回失速の普遍的な発生メカニズムを解明することは必要不可欠である。

1.2 従来の研究

ターボ機械に生じる不安定現象の研究報告は数多くなされており、その中でも旋回失速に関する報告が大部分を占める。そこで、まず研究が先行して進んでいる軸流機を中心に、現在までの旋回失速に関する代表的な研究報告をまとめる。特に、旋回失速の構造に関して調査した主な研究について述べる。次に、今回の研究対象である遠心圧縮機に発生する旋回失速に関する研究報告をまとめる。最後に、近年注目を集めている旋回失速と翼前縁部に発生する剥離渦との関連性に着目した研究報告について紹介する。

1.2.1 旋回失速の構造に関する主な研究

軸流機において旋回失速についての研究が先行して進められており、まず始めに Emmons

ら[1]が、翼に対する流入角が傾くことにより負圧面での剥離が誘起され、その剥離が隣接翼へと伝播していくという失速セルの基本構造を明らかにした。Day と Cumpsty[2]は、詳細な実験計測により多段圧縮機の失速セルの構造を調査した。多段圧縮機内の失速セル領域では軸方向速度成分はほとんど 0 であるが、周方向速度成分は非常に大きく、失速セルの通過により翼列に強い遠心力が繰り返し掛かることを明らかにした。失速現象の調査は実機計測だけに留まらず、Moore と Greitzer[3][4]は圧縮機の最大圧力上昇点において内部流れ場構造が不安定になることを理論的に示している。

さらに、Day[5]が行った低速の単段軸流圧縮機において熱線流速計の周方向多点同時計測から、旋回失速の制御という点で重要な現象である Spike と Modal という 2 つの失速初生現象が報告された。Modal は羽根車の回転に対して比較的ゆっくりと旋回する現象であり、旋回失速への成長も緩やかである。一方、Spike は Modal に対して旋回速度が速く、旋回失速へと急激に成長する。特に Spike 型の失速は急激に成長するために、制御の面では非常に難しい現象であると指摘されている。また、Camp と Day[6]は圧縮機の圧力上昇特性と失速初生現象の関係について報告した。圧縮機の圧力上昇特性のピーク前に失速に陥る場合は Spike が発生し、ピーク以降では Modal の発生が認められることを明らかにした。さらに、Modal は圧縮機系全体の不安定や振動モードに依存するのに対し、Spike は局所的な流れの不安定性や剥離、渦などに起因すると指摘している。また、失速初生現象として Spike と Modal 現象のほかに、旋回不安定擾乱という非定常現象も見られている。旋回不安定擾乱は圧縮機の安定作動限界近傍で見られる周方向の不安定であり、その発生は翼端隙間が広い場合の動翼先端部に限定される。旋回不安定擾乱は、圧力変動スペクトルにおいて翼通過周波数の 25-50%程度の周波数帯に緩やかなバンド幅上昇として観察される。Mailach ら[7]は旋回不安定擾乱の発生源が翼端漏れ渦の変動・伝播であることを指摘している。また、März ら[8]も、旋回不安定擾乱の特性と非定常流れ場、特に翼端漏れ渦との関連について報告している。

実機試験による研究報告だけではなく、近年、計算機の発達と共に、CFD によって旋回失速の構造が徐々に明らかとなっている。Outa ら[9]は 2 次元シミュレーションによって、旋回失速セルの構造やその成長過程を明らかにしている。動翼と静翼で個別に旋回していた失速セルが、流量低下に伴い動・静翼含めた段全体で旋回するセルへと成長することを指摘している。さらに高度な CFD 技術を用いて、失速セルの大きさや旋回速度も予測可能となっている。Choi ら[10]は、数値解析により遷音速ファンに発生する失速・非失速状態のヒステリシスを再現し、得られた失速特性を試験結果と比較し、解析の妥当性を示した。Dodds と Vahdati[11][12]は、航空エンジン内部の圧縮機を対象に、実験および CFD の両面から失速の調査を行った。実験・解析結果より、圧縮機 1 段目動翼前縁チップ側および 1 段目静翼ハブ側で独立して旋回する失速セルが存在することを明らかにした。Yamada ら[13]は、ガスタービン内部の 14 段軸流圧縮機の前半 7 段に対し、大規模計算機「京」を用いて格子点数 20 億点の DES 解析を行った。その結果、6 段目静翼のハブ側部分クリアランスの

影響により、ハブ側でコーナー剥離が生じ失速セルが拡大していくことを示した。また、計算機やメモリの発達に伴い、圧縮機形状および航空時の条件をより正確に考慮することができるようになってきている。例えば、Perovic ら[14]は、非一様流入条件下における遷音速ファン失速初生について調査した。ディストーション領域で発達した Spike 現象はディストーション離脱部から隣接翼へと旋回していくが、非ディストーション領域で拡散し消失することが明らかになった。

CFD 技術の発達により、失速セルの構造だけでなくその初生現象(Spike, Modal, 旋回不安定擾乱)についてもそのメカニズムが解明されつつある。Inoue ら[15][16]は、実験による Spike 型の旋回失速セルの詳細な調査より、動翼負圧面に発生する竜巻型の渦の伝播が失速セルの旋回構造であることを指摘した。また、数値解析においても失速セルが竜巻型の渦構造を持つことを示している。Chen ら[17]は、遷音速軸流圧縮機における Spike 型の失速初生が、動翼からの翼端漏れ渦が隣接翼の前縁へと干渉する Spillage により発生することを示した。特に失速直前の流れ場では、通常存在する動翼前縁に発生する衝撃波に加え翼間に発生する二つ目の衝撃波が、翼端漏れ渦の軌跡に影響を与えている。さらに、Yamada ら[18]は、Spike 型の失速セルを構成する竜巻型の渦は、動翼前縁部の剥離と翼端漏れ渦とが干渉することにより生じることを明らかにした。また、その Spike 型の渦構造の伝播には翼端漏れ渦の Spillage のほかに、翼後縁から翼間へと入り込む逆流が重要な役割を果たすと指摘している。旋回不安定擾乱についても CFD により、その構造が調査されている。Beselt ら[19][20]は、動翼ではなくハブ側クリアランスを持つ静翼にて旋回不安定擾乱が生じ、静翼ハブ側前縁にて旋回不安定擾乱の要因となる渦が旋回していることを示している。また、山田ら[21]は、翼端隙間が従来より大きい軸流圧縮機において、翼端漏れ渦のスパイラル形の渦崩壊の発生が旋回不安定擾乱の要因であることを実験・数値解析の両面から明らかにした。

1.2.2 遠心圧縮機に発生する旋回失速に関する研究

1.2.1 節で示したように、軸流機では旋回失速に関する研究が進んでいるが、遠心機においても多くの研究報告がなされている。遠心機における研究報告は、羽根無しディフューザを有するもの、羽根付ディフューザを有するものの 2 つに類別できる。まず羽根無しディフューザを有する遠心圧縮機に発生する旋回失速について調査した研究について述べる。Mizuki ら[22]は、旋回失速とサージ発生時における内部流れ場を実験により調査した。羽根車入口にて発生した旋回失速による周期的な変動により、ディフューザ入口で旋回失速が新たに誘起されることを示した。渡辺ら[23]は、羽根無しディフューザ部に発生する旋回失速発生過程について調査した。シュラウド、ハブ両壁面近傍で逆流領域が発達し、シュラウド壁面に沿った逆流がディフューザ出口から羽根車出口まで達したときに、ディフューザ失速が生じることを示した。林ら[24]は、失速点近傍において羽根無しディフューザのシュラウド、ハブ側の両壁面に小規模な旋回失速が発生し、流量低下に伴い大きな一つの旋

回失速へと発達することを示した。Ohuchida ら[25]は、羽根無しディフューザ部で発生する旋回失速を、壁面圧力測定および PIV による流速測定により可視化した。Zheng ら[26]は、旋回失速とサージ発生時における流れ場の切り替わりは、羽根車の回転数と流量に依存することを実験により明らかにした。Marconcini ら[27]は、高圧力比の遠心圧縮機を対象に、羽根無しディフューザで発生する旋回失速について数値解析により調査した。実験結果と同様、ベーンレス部にて旋回している 3 つのロブを持つ失速セルが捉えられた。

次に、羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生する旋回失速についての研究報告を以下に挙げる。Haupt ら[28][29]は、直線翼列ディフューザを有する遠心圧縮機において、流量を低下させた際に、不均一な旋回流れが羽根車内に生じ、複数の圧力ロブが羽根車とは逆向きに旋回することを明らかにしている。さらに、発生するロブ数によって羽根車内部流れのシュラウド側に生じる逆流領域に違いが生じることを示した。吉田ら[30][31]は、羽根車とディフューザ案内羽根の動静翼間距離を狭めることで、ディフューザの旋回失速を抑制可能であることを示している。さらに、ディフューザの設置角度、羽根枚数に依らず、動静翼間距離が広い場合には、両者が一体となった旋回失速が発生する。また、この失速は下流に案内羽根を設置することにより、完全に抑制可能であることを示した。佐野ら[32][33]は、偶数枚のディフューザ案内羽根を有する遠心ポンプの低流量時に発生する性能のヒステリシス現象について調査した。性能曲線上にヒステリシスが生じた場合には、ディフューザ案内羽根の 2 翼間が交互に失速する交互翼失速が発生することが確認された。さらに流量を低下させた場合には、羽根車回転方向とは逆向きの羽根車回転数の約 0.8% 程度の旋回失速が発生することを示した。Jenny ら[34]は、高圧力比の遠心圧縮機の羽根車に歪みゲージと圧力センサを埋め込み、旋回失速発生時の羽根車に加わる機械的な応力について調査した。7 つのロブを持つ旋回失速が発生することで、羽根車に強い振動が加わり失速の周波数に依存するモードで変動が加わっていることが示された。Spakovszky[35]は、理論解析および実機試験により、ベーンレス部において複数の圧力ロブが羽根車とは逆方向にしばらく旋回した後にサージに陥ることを明らかにした。Lou ら[36]は、羽根車の回転速度が変化した場合の遠心圧縮機内部の失速の過渡現象を実験的に調査した。回転速度の減少率によって、Mild Stall に陥る場合と旋回失速に陥る場合の 2 種類が存在することを明らかにした。

このように、遠心機に発生する旋回失速について数多くの研究報告がなされているが、軸流機の場合と同様、旋回失速の失速初生現象に焦点を絞った研究も行われている。軸流機では Day によって初めて Spike および Modal という失速初生現象が報告されたが、Spakovszky ら[37]によって遠心機においても同様の失速初生現象の発生が報告されている。羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機においても Spike 型失速および Modal 型失速が現れることが示された。さらにその試験機では、基本的にセミベーンレス部で Spike の発生が認められるが、ベーンレス部のブロッキングを取り除くためにベーンレス部ハブ側にて抽気を行った場合は、Modal が発生することを明らかにした。また、Spike と Modal の切り替わ

りはディフューザ全体の静圧上昇特性がピークに届く前に、セミベーンレス部の特性曲線の傾きが 0 になるかどうか依存することを示した。また Joukou ら[38]も同様に、小弦節比ディフューザを有する遠心圧縮機にて Spike 型の失速が生じることを明らかにした。動静翼間距離が広い場合には、ベーンレス部シュラウド側に生じる逆流によりディフューザ部の静圧上昇特性曲線の傾きが 0 になる際に、Spike 型の失速が現れる。動静翼間距離が狭い場合には、ベーンレス部に発生する逆流が抑えられ、失速の発生前にサージに陥ることを明らかにした。旋回不安定擾乱についても、いくつかの研究報告がなされている。福田ら[39]は、側板付羽根車を有する遠心送風機に発生する旋回不安定擾乱の特性について、実験および数値解析により調査した。旋回不安定擾乱は、羽根車外周を羽根車の約 45%の速度で旋回する非定常渦が原因であり、この渦と羽根車吐出流との干渉によって周期性を有する騒音が発生することが示された。

また、遠心機においても CFD の発達により、遠心機内部に発生する旋回失速セルの構造が明らかにされつつある。Iwakiri ら[40]は、自動車用過給機の羽根無しディフューザを有する遷音速遠心圧縮機に発生する旋回失速について調査し、失速点近傍では短羽根前縁のチップ近傍で馬蹄形渦と長羽根で生じたクリアランスからの漏れ渦の干渉が性能劣化の原因であることを示した。失速点近傍では、複数翼間で長羽根のチップからの漏れ渦がスパイラル型の渦崩壊を起こし、羽根車間を移流していると指摘した。Tomita ら[41]は、軸流機と同様に遠心機においても、動翼負圧面に発生する竜巻型の渦が失速セルを構成することを数値解析により明らかにしている。Buffaz ら[42]は、羽根車の回転速度に対するディフューザ案内羽根間に発生する旋回失速の構造について、実験試験により調査した。どんな回転数であっても、ディフューザ案内羽根負圧面の剥離の拡大によってサージが誘起されるが、特に、高速回転運転時ではディフューザ翼間で形成される衝撃波による負圧面剥離により、失速が形成されることを示した。

1.2.3 旋回失速と翼前縁部に発生する剥離渦との関連性に関する研究

近年、翼前縁で形成される非定常渦と旋回失速との関係性が軸流・遠心機問わず注目されている。まず Weichert ら[43]は、軸流圧縮機に発生する Spike 型失速初生のメカニズムを調査するため、翼端隙間に熱線流速計を設置し流速測定を行い、ケーシング壁面圧力を同時に測定することで、失速初生時の翼端隙間の詳細な内部流れ場を調査した。従来、Spike は翼端漏れ渦の Spillage により形成されると指摘されてきたが、Weichert らは、翼端漏れ渦の挙動が不安定となった後に、負圧面からの剥離渦が放出され動翼前縁を伝播することで Spike 失速初生現象が形成されることを明らかにした。Pullan ら[44]も同様に、Spike 型の失速初生が従来から発生要因として報告されている翼端漏れ渦ではなく、動翼前縁部のシュラウド側に発生する前縁剥離渦に起因することを数値解析により示している。さらに、Hewkin-Smith ら[45]は、翼端隙間の大きさによって Spike 型失速の形成要因である前縁剥離の発生に違いが生じることを示した。翼端隙間が狭い場合は、動翼負圧面後縁に形成され

るコーナー渦がブロッキングとなり、隣接翼に対する流入角が傾くことで前縁剥離を誘起する。一方、翼端隙間が広い場合は、翼端漏れ渦によるブロッキングが前縁剥離の要因となることを示した。さらに遠心機においても、ディフューザ失速の発生メカニズムに関する研究報告として、Everitt ら[46]は、ディフューザ領域単体の数値解析を行い、ディフューザ案内羽根前縁部シュラウド側で放出される剥離渦が、案内羽根翼間シュラウド側の逆流の影響により正負の対となる渦度として動静翼間で循環することで、失速初生が誘起されることを示している。また、Bousquet ら[47]は圧縮機全周の非定常 RANS 解析により、羽根車前縁で旋回する竜巻状の剥離渦が羽根車失速を形成し、ベーンレス部で旋回する低周波数の圧力波がディフューザ失速を誘起することを示している。Eck ら[48]は、軸流圧縮機に生じる旋回不安定擾乱の構造についても、動翼前縁部の剥離渦と密接な関係性を持つと指摘している。従来、翼端漏れ渦の渦崩壊が旋回不安定擾乱の要因であるとされてきたが、翼端漏れ流れの Spillage により、動翼前縁で生じた剥離渦が動翼負圧面とケーシング壁面に足を持つ竜巻状の剥離渦へと成長し、複数の翼間で旋回することが旋回不安定擾乱の要因であることを明らかにした。このように、軸流圧縮機および遠心圧縮機のどちらの場合においても、失速初生に支配的な役割を果たす翼前縁部の非定常渦構造が注目されている。

1.3 研究目的および本研究の内容

前節で示したように、圧縮機の安定作動範囲の拡大の要求のため、旋回失速の発生メカニズムの研究は世界中で盛んに行われている。しかし、遠心圧縮機内部に発生する旋回失速の発生メカニズムについて様々な知見が得られているが、軸流機と比べまだまだ未解明の部分が多く残されている。さらに近年、翼前縁で形成される非定常渦と旋回失速との関係性が軸流・遠心機問わず注目されているが、他研究における翼前縁剥離渦の非定常挙動については失速初生に絞った数値解析での報告に留まっており、失速初生からサージ点近傍の失速が発達した状態までの特性については未だ解明されていない。本研究ではこれら未解決の問題に取り組み、翼前縁部に発生する非定常渦に着目し、数値流体力学(CFD)と実験流体力学(EFD)を組み合わせることで、旋回失速の初生から発達までの形成メカニズムの解明を行うことを目的とする。特に、ディフューザ失速の初生および圧縮機全体への拡大とディフューザ案内羽根前縁部での前縁剥離渦の拡大との関連性について調査する。以上を踏まえ、本研究では以下のことを明らかにする。

1. ディフューザ案内羽根前縁部で成長する前縁剥離渦の発生とその拡大メカニズムを明らかにする。さらに、前縁剥離渦とディフューザ失速の初生現象との関連を調査する。
2. 本圧縮機に発生する羽根車・ディフューザ失速の発生構造を明らかにする。特に、羽根車・ディフューザ前縁部の剥離渦が羽根車・ディフューザ失速の渦構造に与える影響を調査する。

3. 失速点から流量が減少した際の旋回失速の成長過程について調査する．特に，羽根車およびディフューザ失速が段全体の失速へと陥る成長過程の発生機構を明らかにする．

このように，本研究によって遠心圧縮機内部に発生する旋回失速の初生から発達に至るまでの詳細なメカニズムを解明する．また，失速のメカニズムを踏まえることで，渦構造および失速を制御するための知見を得られることが期待される．渦構造を制御する点で提案された失速制御技術は，一般性が高く他の流体機械にも応用可能である．さらに失速形成メカニズムを踏まえた一般性の高い失速の制御手法の提案は，軸流・遠心機問わずガスタービン・過給機・ファンなど産業界全体に大きく貢献することが考えられる．

1.4 本論文の構成

本論文の構成を以下に示す．

第1章では，研究背景および従来から行われている研究についてまとめ，本研究の研究目的および研究内容について述べる．

第2章では，本研究に用いた供試圧縮機概要，計測装置，および実験方法について述べる．

第3章では，圧縮機に発生する旋回失速の構造解明を行うために開発したLESとRANSのHybridコードであるDESコードについての理論についてまとめる．また，解析で使用した解析格子の概要についても述べる．

第4章では，本圧縮機における基本的な流れ場の特性について調査した結果を示す．また実験結果と比較することで，開発した解析コードの妥当性を検証する．さらに，本圧縮機における基本的な旋回失速の特性を示す．

第5章では，ディフューザ前縁渦がディフューザ内部流れ場に与える影響と非定常挙動を調査した結果を示す．特に，ディフューザ前縁渦はディフューザ失速と密接な関係性を持つため，ディフューザ前縁渦の渦構造やその発生機構に焦点を絞る．

第6章では，失速点において羽根車前縁部にて発生する羽根車失速およびディフューザ案内羽根前縁部にて発生するディフューザ失速の渦構造を調査することで，それぞれの失速の発生メカニズムを明らかにする．

第7章では，失速点からさらに流量が低下した際の旋回失速の成長過程について調査する．特に，羽根車およびディフューザ失速が段全体の失速へと陥る成長過程の発生機構を実機試験および数値解析により調査した結果を示す．

第8章では，本研究で得られた成果を総括する．また，今後の展望について論じる．

第2章 実験装置概要

本研究では，船舶用ディーゼルエンジン用に製作された過給機の一要素である羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機を対象として，遠心圧縮機内部に発生する非定常渦とディフューザ失速との関係性を解明するため，実機試験を行った．本章ではまず，供試遠心圧縮機および駆動系，配管系について概説し，圧縮機性能の測定方法について説明する．また，圧縮機内部壁面静圧および羽根車吐出流の流速測定法について概説する．最後に，ディフューザ部の可視化法として利用した油膜法について簡単に説明する．

2.1 実験装置

2.1.1 供試圧縮機

本研究に用いた供試圧縮機の外観および概略図を図 2.1，図 2.2 に，供試圧縮機の仕様を表 2.1 に示す．供試圧縮機は，船用ディーゼルエンジンに用いられる過給機用遠心圧縮機を過渡現象試験用に改造したもので，無響室内に設置され 45KW の三相誘導電動機により駆動される．供試圧縮機の定格回転数は $N = 22000 \text{ min}^{-1}$ ，および周速マッハ数は $M = 0.92$ であるが，本研究では $N = 6000 \text{ min}^{-1}$ ，周速マッハ数 $M = 0.3$ とし実験を行った．これは，高速回転運転に伴う衝撃波の発生や強い二次流れの影響を排除することに相当する．低速回転運転時の条件より得られた知見が，高速回転で運転される実際の圧縮機へ適用可能かについての議論は後の章に譲る．

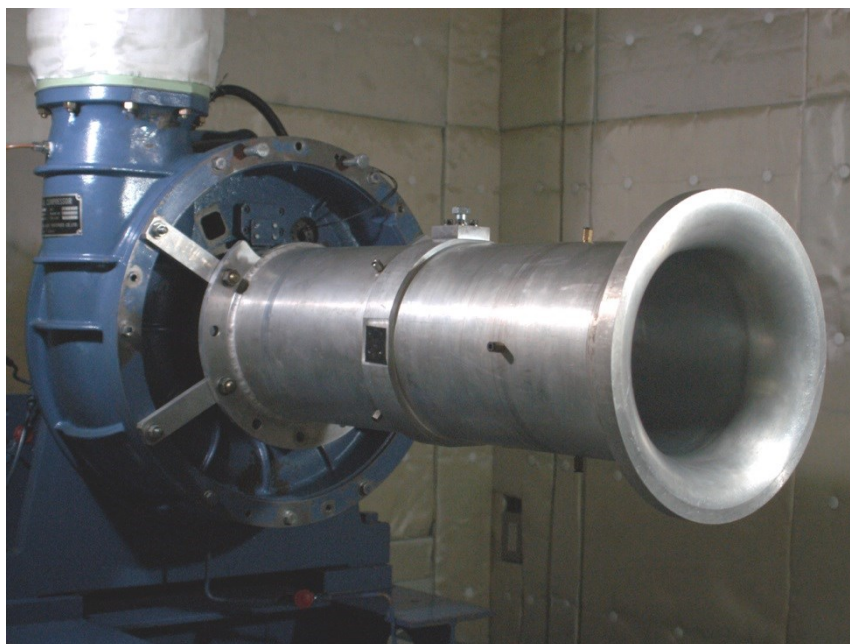


図 2.1 供試圧縮機外観

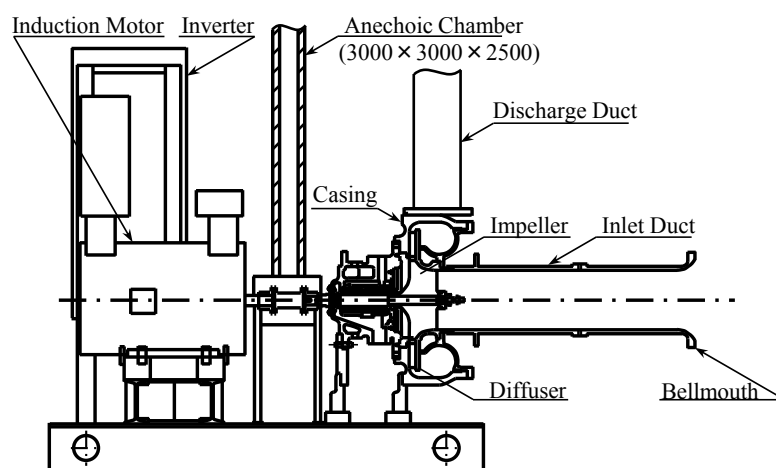


図 2.2 実験装置概略図

表 2.1 供試圧縮機的设计仕様

Compressor		
設定回転数	N	6000 min^{-1}
質量流量	\dot{m}	1.64 kg/s
圧力比	P_5/P_0	1.1
比速度	N_s	401.8 $\text{min}^{-1}, \text{m}^3/\text{min}, \text{m}$
Impeller		
翼枚数	Z	14
(main + splitter)	$Z_m + Z_s$	(7+7)
入口径	D_1	248.27 mm
入口幅	B_1	105.6 mm
入口角(径方向)	β_1	43.9 deg
出口径	D_2	328.1 mm
出口幅	B_2	26.14 mm
出口角(径方向)	β_2	53 deg
Diffuser		
翼枚数	V	15, 0
翼形状		Wedge
入口径	D_3	359.98 mm
入口角(径方向)	β_3	23.4 deg
出口径	D_4	558.5 mm
出口角(径方向)	β_4	47.5 deg
通路幅	B_4	26.14 mm
翼弦長	L_c	178.1 mm

供試圧縮機の回転数 $N = 6000 \text{ min}^{-1}$ における質量流量および圧力比はそれぞれ 1.64 kg/s , 1.1 である。本圧縮機的主要構成要素は、羽根車およびディフューザ、渦形室の3種類である。ディフューザには羽根無しディフューザと案内羽根を有する羽根付ディフューザの2種類を用いた。羽根車およびディフューザ案内羽根の詳細な翼形状については後述する。

2.1.2 吸込管路

吸込管路はベルマウスおよび導管から構成されており、測定孔が図 2.3 の位置に周囲4箇所ずつ設けられている。吸込長さは $L = 1050 \text{ mm}$ 、内径は $D = 250 \text{ mm}$ となっている。図 2.3 に吸込管路の詳細図を示す。

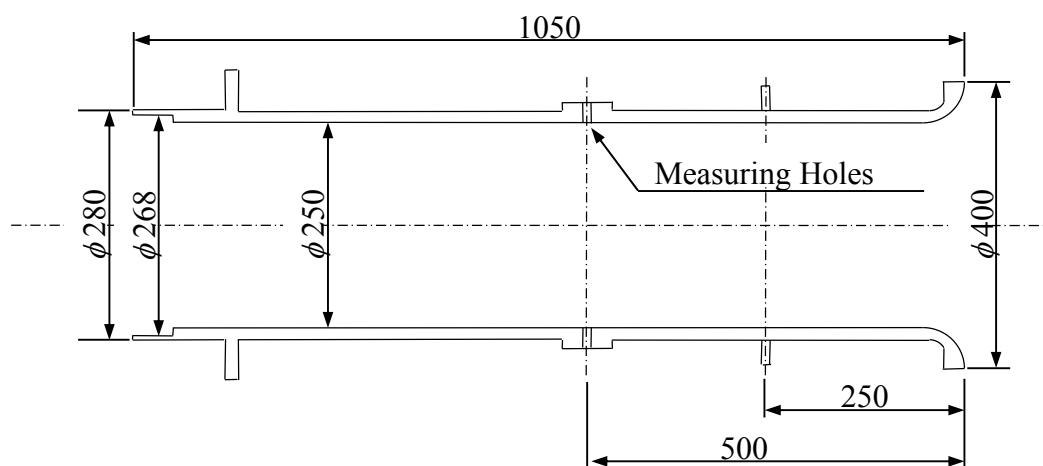


図 2.3 吸込管路詳細図

2.1.3 羽根車

羽根車は三次元形状のインデューサを備えた後向き羽根を有する開放型羽根車であり、軸に焼きばめによって固定されている。翼枚数は、短羽根7枚、長羽根7枚の計14枚である。羽根車入口径は、 $D_1 = 248.3 \text{ mm}$ 、出口径は $D_2 = 328.1 \text{ mm}$ である。また、羽根車出口高さは $B_2 = 26.14 \text{ mm}$ であり、羽根車とシュラウド壁面とのクリアランスは約 0.8 mm となっている。図2.4および図2.5に羽根車の外観を示す。また、その他の仕様については、図2.4に示す。

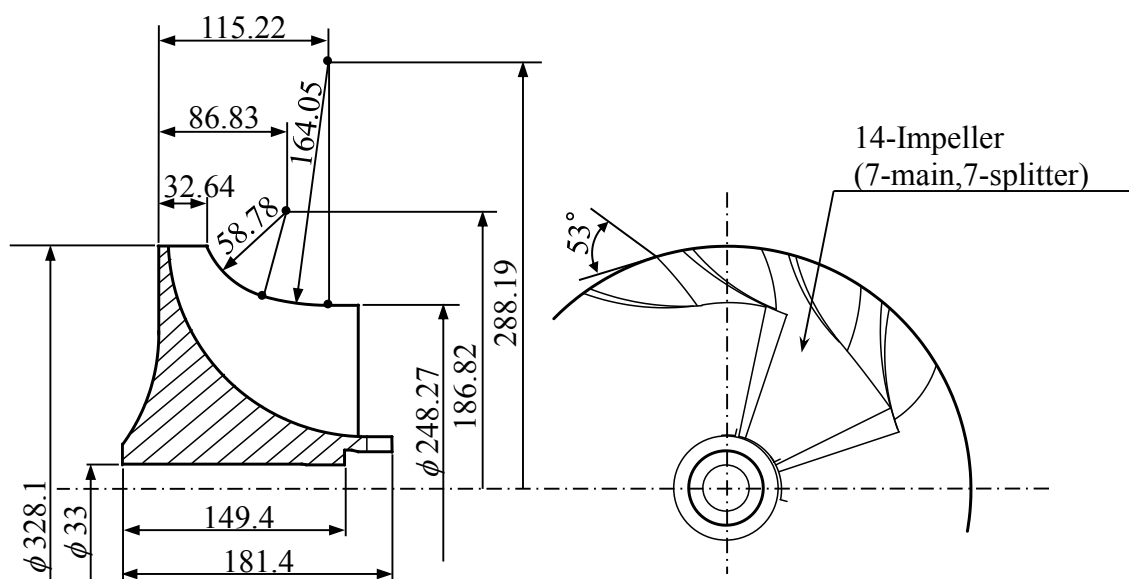


図 2.4 羽根車詳細図



図 2.5 羽根車の外観

2.1.4 ディフューザ

ディフューザは羽根車において遠心作用により作動流体（空気）に与えられた運動エネルギーを回収する役割を持っており、遠心圧縮機の構成要素の中でも重要な部分である。

ディフューザには、羽根無しディフューザおよび羽根付ディフューザの2種類を用いた。流路幅はそれぞれ $B_4 = 26.14 \text{ mm}$ である。羽根無しディフューザおよび羽根付ディフューザの外観を図 2.6 に示す。また、羽根付ディフューザの詳細およびその他の仕様を図 2.7 および表 2.2 に示す。羽根無しディフューザと羽根付ディフューザで流量マッチングがとられており、羽根付ディフューザについては案内羽根の入射角および流出角が可変となっている。羽根付ディフューザはハブ壁面およびシュラウド壁面に挟まれた平行壁間にくさび形の案内羽根が設置されたチャンネル型ディフューザである。

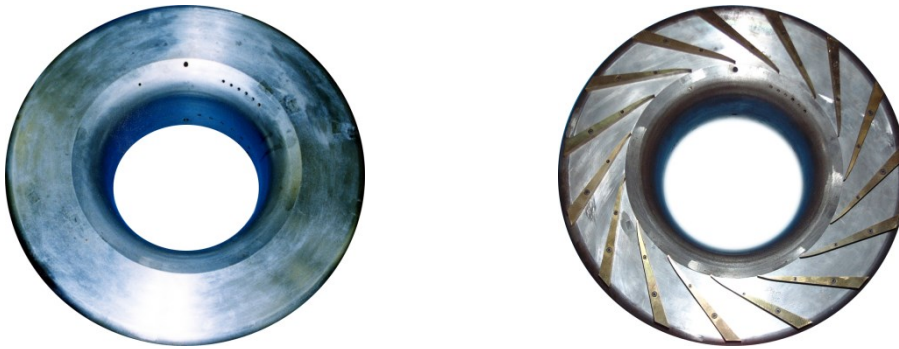


図 2.6 ディフューザ外観

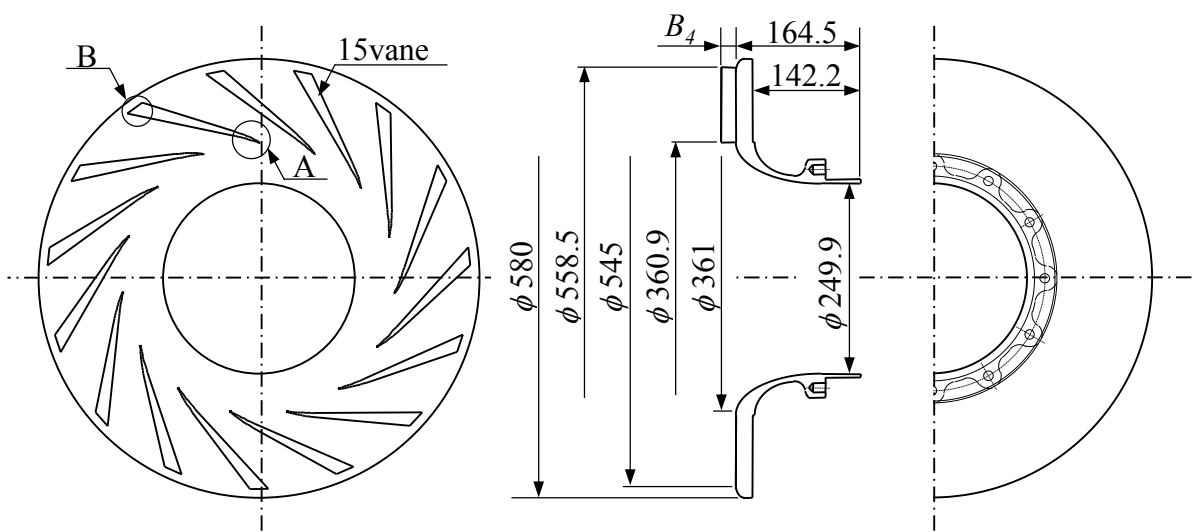


図 2.7 ディフューザ部の概略図

表 2.2 ディフューザ形状

NO.	X	mm	Y	mm	NO.	X	mm	Y	mm
A1	0.219		180.842		B1	-0.146		180.010	
A2	-2.829		182.499		B2	-3.410		181.097	
A3	-5.942		184.085		B3	-6.698		182.169	
A4	-9.126		185.633		B4	-10.040		183.192	
A5	-12.357		187.101		B5	-13.389		184.191	
A6	-15.658		188.562		B6	-16.809		185.114	
A7	-19.010		189.939		B7	-20.248		186.009	
A8	-22.436		191.282		B8	-23.747		186.868	
A9	-25.910		192.531		B9	-27.254		187.680	
A10	-29.449		193.739		B10	-30.828		188.453	
A11	-33.045		191.855		B11	-34.404		189.196	
A12	-154.001		232.483		B12	-173.768		218.104	

2.1.5 ディフューザ案内羽根

ディフューザに設置する案内羽根は、快削真鍮を加工し自主制作した。ディフューザ案内羽根の翼弦長は $L_c = 178.1 \text{ mm}$ ，翼高さは $B_f = 26.14 \text{ mm}$ である。その他の案内羽根仕様については表 2.1 に示す。案内羽根形状はくさび形となっており，くさび形案内羽根を ODV と略記する。ただし，案内羽根の先端部はディフューザに設置した際に，セミベーンレス部に位置するため，図 2.8 の A 部に示すようにインボリュート曲線となるように凹面加工がなされている。これにより，羽根車から吐出された流体は損失の発生をできるだけ抑えられる形でディフューザ案内羽根の翼間に流入し，羽根車吐出流の旋回成分が回収される。

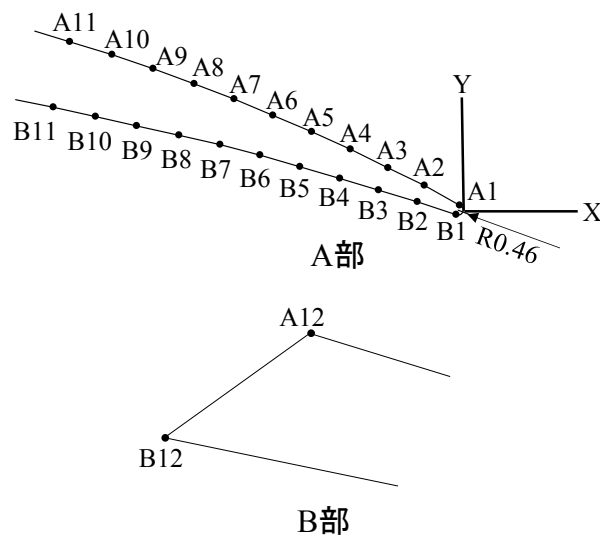


図 2.8 ディフューザ案内羽根の詳細図

2.1.6 渦形室

渦形室はディフューザからの旋回流を集めて吐出管路に送り出す役割をしている。図 2.9 に渦形室の概略図を示す。図中C部が舌部を示している。

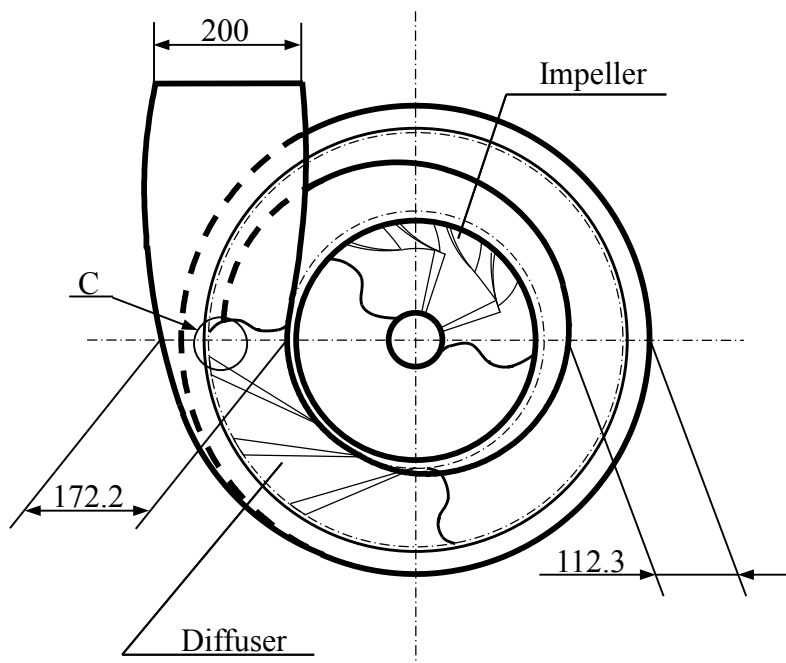


図 2.9 渦形室の概略図

2.1.7 吐出管路

図 2.10 に管路系の概略図を示す。吐出管路は $\phi 210$ の円管で構成されており、全長約 17 m である。流量測定用のオリフィス板の設置箇所および配管長さは JIS 規格 Z8762 に準拠して決定した。またオリフィスより下流にはバタフライ調節弁が設けてあり、流量の自動制御が可能となっている。

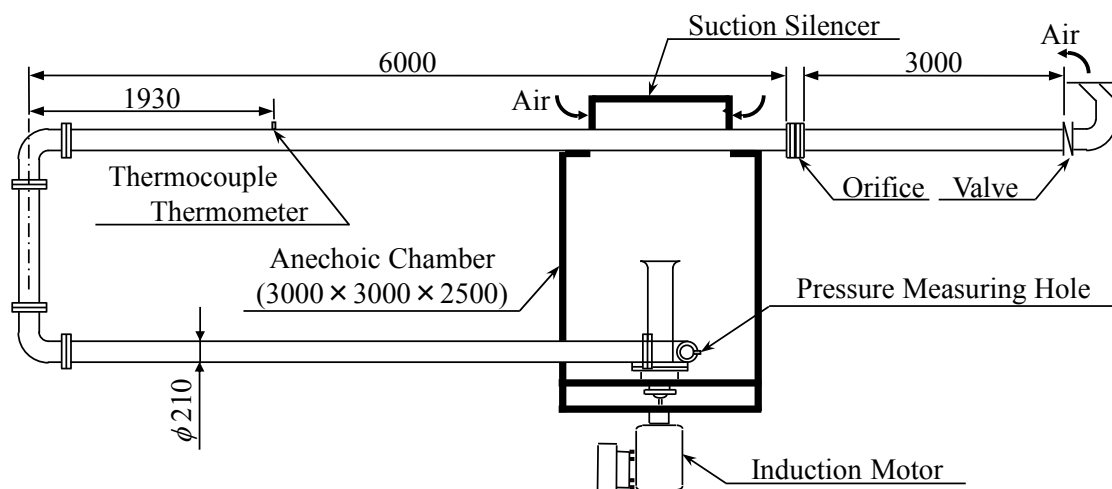


図 2.10 管路系の概略図および各種計測機器の配置図

2.1.8 バタフライ調節弁

供試圧縮機は、吐出管路下流側にあるバタフライ調節弁の開度を変えることで圧縮機の運転点を変化させている。これは、デジタル指示調節計上で弁開度を設定することにより、その開度に応じて 4~20mA の電流をバルブコンディショナに送り、バルブコンディショナがその電流に応じてバタフライ調節弁に送られる圧縮空気量を制御することによって開度を調節している。バタフライ調節弁およびバルブポジシヨナの仕様を表 2.3 に、指示調節計の仕様を表 2.4 に示す。また、バタフライ調節弁の概略図を図 2.11 に示す。

表 2.3 バタフライ調節弁およびバルブポジシヨナ

軽荷重形バタフライ調節弁	製造	山武産業システム
	口径	8B(200A)
	弁径	8B(200A)
	本体定格	JIS 5k
	弁特性	Eq% 近似
	操作器	83S(たて形)
	グランドパッキン	V71232Y
	ガスケット	XXX
	供給空気圧	140 kPa
	スプリングレンジ	20 - 98 kPa
	バルブポジシヨナ	製造
入力信号		4 - 20mA DC
入力抵抗		300Ω 相当/20mA DC
供給空気圧力		140 - 700 kPa
最大処理空気容量		110 l/min[N]以上:供給空気圧 140kPa の場合
周囲温度範囲		-40 - 80 °C
周囲湿度範囲		10 - 90% RH
精度		±1.0% FS
開度発信精度		±1.0% FS
ストローク対応 範囲		14.3 - 100 mm

表 2.4 デジタル指示調節計

デジタル指示調節計	製造	山武産業システム
	形式	SDC40A
	定格電源電圧	AC90 - 264V 50/60Hz
	消費電力	25VA max
基準条件		
	周囲温度	23 ± 2 °C
	周囲湿度	60 ± 5% FS
	定格電源電圧	AC105 ± 1% V
動作条件		
	周囲温度	0 - 50°C
	周囲湿度	10 - 90%FS
	定格電源電圧	AC90 - 264%
	設定範囲	-19999 - 26000
	出力形式	電流出力(4 - 20mA DC)
	許容負荷抵抗	680Ω max(動作条件にて)
	出力精度	±0.1% FS
	出力分解能	1/1000 min
	インラッシュ電流	25mA max, 50ms 以下(250Ω 負荷時)
	最大出力電流	21.6mA DC
	最小出力電流	2.4mA DC
	開放時端子電圧	25V max
	出力更新周期	0.1s

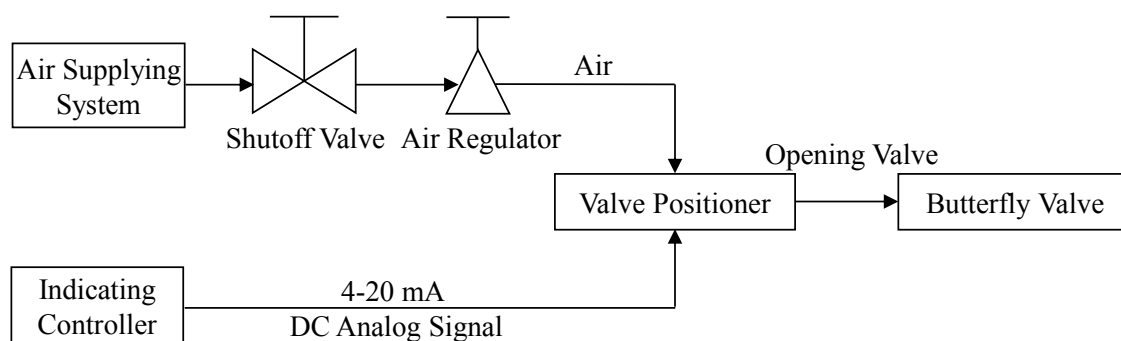


図 2.11 バタフライ調節弁概略図

2.1.9 駆動系

圧縮機駆動系は、インバータ無段変速機を備えた三相誘導電動機、カップリング、潤滑油ユニットおよび制御盤で構成され、無響室外部に設置されている。圧縮機の運転回転数はインバータ方式により $N = 1000 \sim 7000 \text{ min}^{-1}$ の範囲で無段階連続設定が可能であるが、供試圧縮機は $N = 6500 \text{ min}^{-1}$ 付近において共振点が存在するため、本研究では $N = 6000 \text{ min}^{-1}$ で実験を行った。潤滑油ユニットは、電動機駆動のオイルポンプ、オイルフィルタ、圧力調節弁、オイルタンク、圧力計、圧力スイッチおよび配管から構成されており、潤滑油の温度が上がりすぎないようにオイルタンク内に冷却用の銅管が配置されており、管路内に水を通すことにより潤滑油を冷却している。以下に駆動系の仕様を示す。

表 2.5 駆動系仕様

三相誘導電動機	製造 形式 出力 回転数 回転方向	安川電器 防滴保護かご型三相誘導電動機 45 kW, 120 Hz, 200 V 7000 min^{-1} カップリング側より見て反時計方向
インバータ	製造 形式 定格出力 入力電源 制御方式	安川電器 鋼板製閉鎖型壁掛け型 容量：70 kVA 電流：183 A AC 200 V - 50 Hz - 3 相 許容電圧変動 ±10% 許容周波数変動 -5% 正弦波 pulse with modulation 方式
潤滑油ユニット	種類 充填量 圧力	タービンオイル ISO VG32 初期：約 40 l 設定値：78 kPa (0.8 kg/cm ²) (gauge)以下
制御盤	設置条件 盤構造 形式 供給電源 主回路	屋内 (周囲温度 0 ~ 40 °C, 湿度 RH85%以下) 鋼板製閉鎖型屋内型 簡易防塵型, 潤滑油ユニット搭載 AC 200 V × 50 Hz × 3 相 補助オイルポンプ 0.2 kW

2.2 測定装置および実験方法

供試圧縮機内部で発生する旋回失速の調査を行うため、性能試験および内部流れ場の調査を行った。本研究では、性能試験、羽根車およびディフューザ壁面の圧力測定、羽根車吐出流の流速測定および油膜法によるディフューザ内部の可視化を行った。ここでは、各種測定装置および実験方法について記述する。

2.2.1 回転数計測

羽根車回転数の測定は、同一の翼の通過を光電センサ（反射型ファイバユニットおよびファイバアンプ）により検出し、パルス周波数を回転パルスメータにより読み取ることで行った。以下に各実験機の仕様を示す。

表 2.6 回転数測定系仕様

回転パルスメータ	製造 型名 電源電圧 計測精度 計測範囲 入力信号	omron K3NR AC100-240V ±0.006% 0.5mHz - 50kHz 電圧パルス ON 電圧:4.5 - 30V OFF 電圧:-30 - 2V
ファイバアンプ	製造 型名 光源 電源電圧 応答遅れ時間 応答時間	omron E3X-F21 赤色発光ダイオード DC12-24±10% 200 μ s 動作時:20 μ s 以下 復帰時:30 μ s 以下
反射型ファイバユニット	製造 形式 検出距離 標準検出物体 最小検出物体	omron E32-CC200 33mm 以下 50mm×50mm φ0.03mm(銅素線)

2.2.2 性能試験

本圧縮機の性能試験は JIS 規格 B8340「ターボ形ブロウ・圧縮機の試験及び検査法」に準拠して行った。吐出流量 Q は吐出管路に設置されたオリフィスにより計測した。また、圧縮機による静圧上昇 ΔP_s は吐出管入口に設けられた静圧孔に差圧発信器を取り付け計測した。回転数 N は、動翼一翼の通過を光電センサにより検出し、パルス周波数を回転パルスメータで読み取ることで行う。本圧縮機は、 $N = 6500 \text{ min}^{-1}$ 付近に共振点が存在することから、非接触型変位計を使用し、軸の共振に注意を払い試験を行った。以下にそれぞれの算出方法を述べるが、各物理量は吸込状態、標準状態 ($20 \text{ }^\circ\text{C}$, 1 atm) に修正した値である。

1) 流量測定

流量は圧縮機吐出管に設置したコーナータップオリフィスプレートを用いて、その前後差圧を差圧発信器で計測し、以下の式から算出される。

$$Q_0 = \frac{60\alpha\varepsilon A_n}{\rho_0} \sqrt{2\rho_n P_n} \quad (2.1)$$

ただし、 Q_0 : 流量 m^3/min , A_n : 円孔面積 ($=\pi d_n^2/4 \text{ m}^2$), d_n : 絞りまたはスロートの孔径 ($= 0.1209 \text{ m}$), α : 流量係数 ($= 0.64545$), ε : 空気の膨張係数 ($= 0.95344$), ρ_n : オリフィス板直前における空気密度 kg/m^3 , ρ_0 : 吸込状態空気密度 kg/m^3 , P_n : オリフィス直前直後の圧力差 Pa である。

本実験では流速が断面において一様であると仮定して、流量測定により得られた流量に基づき、羽根車出口子午面方向速度を次式のように決定する。

$$v_{m2} = \frac{Q_0}{60A_2} = \frac{Q_0}{60\pi D_2 B_2} \quad (2.2)$$

ただし、 v_{m2} : 羽根車子午面方向速度 m/s , A_2 : 羽根車出口における流路断面積 m^2 , D_2 : 羽根車出口径 m , B_2 : 羽根車出口幅 m である。

流量係数は羽根車の出口流速を羽根車の周速度 $u_t \text{ m}/\text{s}$ で無次元化した値であり、次のように定義される。

$$\phi = \frac{v_{m2}}{u_t} = \frac{Q_0}{\pi A_2 N D_2} \quad (2.3)$$

ただし、 N : 羽根車回転数 $1/\text{s}$ である。

流量測定に使用したコーナータップオリフィスプレートおよび差圧発信器の仕様と外観を以下に示す。

表 2.7 流量測定系仕様

コーナータップ オリフィスプレート	製造	山武産業システム
	型名	NOP-J00520-C2703
	材質	SUS304
	絞り	同心
	タップ形式	フランジ
	板厚	3 mm
	公称管径	200A mm
	絞り比	0.59089
差圧発信器	製造	山武産業システム
	変換出力種類	DC4~20 mA
	供給出力電圧	DC24±1 V
	応答時間	25 ms (95%応答にて)
	精度	±0.1%FS (基準温度 23°Cにて)
	定格電圧	AC100/110/120 V
	使用電源電圧	AC80~132 V
	消費電圧	約 6.0 VA
	電源特性	±0.1%FS (使用電源電圧にて)
	温度特性	±0.1%FS/10 °C
	使用/保管周囲温度	-5 ~ +55°C/-20 ~ +70°C
	使用,保管周囲湿度	90%RH 以下 露結のないこと

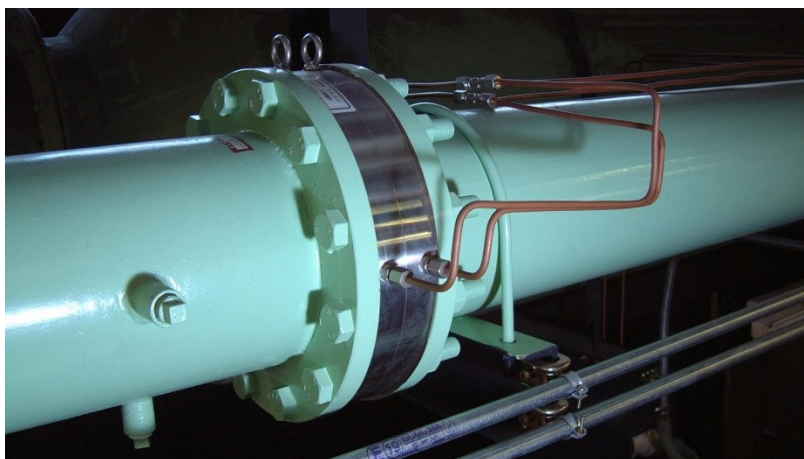


図 2.12 オリフィスプレート外観

2) 圧縮機圧力測定

本圧縮機を $N = 6000\text{min}^{-1}$ で運転した際の羽根車の周速マッハ数 M は 0.3 を超え、圧縮性流れとなり密度変化を無視できなくなる。そのため、断熱流れを仮定し特性曲線を導出する。断熱流れを仮定した場合、圧縮機が単位質量の気体になす有効比仕事、すなわち断熱ヘッド H_{05} は以下のように定義される。ただし、添字 0, 5 はそれぞれ圧縮機吸込口と吐出口での状態を表す。

$$H_{05} = \frac{1}{g} \left(\int_0^5 \frac{dP}{\rho} + \frac{v_5^2}{2} - \frac{v_0^2}{2} \right) \quad (2.4)$$

ここで、圧縮機吸込口をよどみ点と仮定すれば $v_0 = 0$ であり、断熱流れの関係式 ($P/\rho^\gamma = \text{Const}$) を用いて、式(2.4)を変形すれば以下のように表される。

$$H_{05} = \frac{1}{g} \left[\frac{\gamma}{\gamma - 1} \left\{ \left(\frac{P_0 + P_{05}}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right\} RT_0 + \frac{v_5^2}{2} \right] \quad (2.5)$$

ただし、 γ は比熱比 (=1.4)、 P_{05} は圧縮機直後差圧 ($P_{05} = \Delta P_s$) Pa、 R は気体定数 (=287.03 J/kg·K)、 T_0 は圧縮機外部における温度 K を表している。

圧力係数は圧縮機の圧力上昇 ΔP_T を周速度 u_t m/s に対する運動エネルギーで無次元化した値であり、断熱ヘッド H_{05} を用いて以下のように定義される。

$$\psi_T = \frac{\Delta P_T / \rho g}{u_t^2 / 2g} = \frac{g H_{05}}{u_t^2 / 2} \quad (2.6)$$

圧縮機の吐出管入口に設置された差圧発信器の仕様と外観を以下に示す。

表 2.8 差圧発信器仕様

差圧発信器	製造	山武産業システム
	形式	JTD920A
	測定スパン	0.75~100 kPa
	レンジ設定範囲	-100~100 kPa
	出力	2~20 mA (標準)
	供給電源電圧/電圧特性	±0.005% FS/v
	使用圧力範囲	2.0 kPa ~ 14 MPa
	正常動作範囲	-20~70 °C
	限界動作範囲	-30~80 °C
	周囲湿度範囲	5~100%RH
	内臓指示計	デジタル LCD 指示計



図 2.13 差圧発信器(圧縮機直後差圧)

2.2.3 流速計測法

流速測定は、図 2.14 に示す単一型熱薄膜プローブ(DANTEC 55R01)およびスプリット型熱薄膜プローブ(DANTEC 55R57)を用いて行った。ブリッジ回路には DANTEC 社製 Streamline システムを用い、A/D ボードを介して PC に出力電圧を記録した。なお、流速測定では同一翼の翼通過パルスをトリガとすることにより、羽根車との相対位置を固定した計測が可能となっている。以下に、流速測定に用いる測定系の仕様を示す。

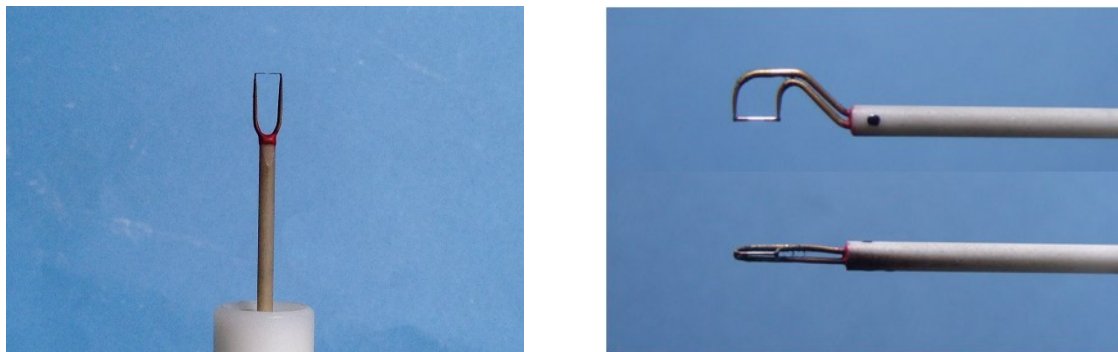


図 2.14 単一型・スプリット型熱薄膜プローブ

表 2.9 単一型熱薄膜プローブの仕様

製造	DANTEC	
形式	55R01	
線種	Nickel film coated quartz fiber	
線長	有効長 1.25	mm
プローブ長	8	mm
センサ抵抗(20°C)	4.6	Ω
線抵抗	0.5	Ω
周囲温度	300	°C

表 2.10 スプリット型熱薄膜プローブの仕様

製造	DANTEC	
形式	55R57	
線種	Nickel film coated quartz fiber	
線長	有効長 1.25	mm
プローブ長	8	mm
スプリット幅	30	μm

表 2.11 A/D 変換器・FFT アナライザの仕様

製造	小野測器	
形式	DS-0264	
入力チャンネル数	4	ch
A/D 変換器分解能	24	bits
サンプリングレート	Max. 102.4	kHz
入力電圧レンジ	-40 ~ +20dBVrms (10dB 刻み 7 レンジ)	
周波数レンジ	DC ~ 40	kHz
周波数確度	±50	ppm

表 2.12 CTAブリッジ用モジュール

製造	DANTEC
ブリッジ比	1:20
センサ抵抗レンジ (プローブ抵抗+ケーブル抵抗)	3~30 Ω
抵抗測定感度	0.1 V/W
抵抗測定精度	5%未満
オーバーヒート設定	3~30 W (±1%)
プローブ電流	ブリッジ電圧 8 V 時 0.21 A ブリッジ電圧 16 V 時 0.315 A (プローブ総抵抗 7.8 W 時) 抵抗測定値 約 0.5 mA
最大バンド幅	150 kW
温度ドリフト	100 ppm/°C
測定温度範囲	5~40 °C

表 2.13 CTAブリッジ回路

製造	DANTEC
形式	Streamline CTA 90N10
入力白色ノイズ	2.2 nV/Hz
入力温度ドリフト	3 μV/°C
最大周波数	330 kHz
Flow 時 AC ゲイン(100 kHz)	146(1+10/R) (ワイヤ) 146(1+8.75/R) (フィルム) RkΩ : ブリッジ (90C10) にマウント (R≤8.2)
Flow 時 DC ゲイン	146(1+383/R)
Temp 時ゲイン	ブリッジ (90C10) により制御
コモンモードレンジ	0~5 V
最大出力電圧	Temp 13 V . . . ブリッジ 16, 8 V Flow 12 V . . . ブリッジ 16 V Flow 6 V . . . ブリッジ 8 V
出力インピーダンス	10 Ω

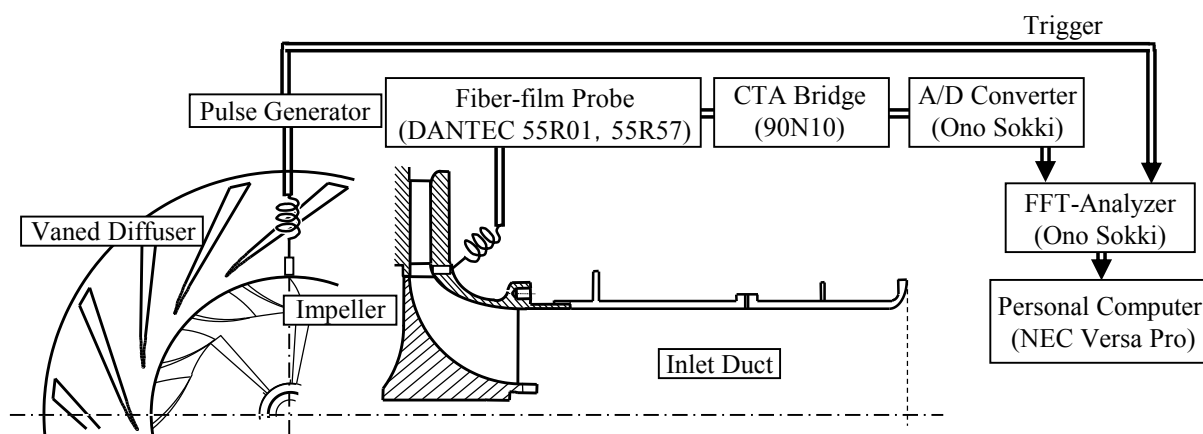


図 2.15 流速測定系概略図

(1) 単一型熱薄膜流速計による流速測定

単一型熱薄膜流速計を用いて流速測定するために、測定した電圧と流速の関係を表す近似曲線が必要である。そのため流速を確認できる一様流速中に熱薄膜流速計を設置し、校正試験を行った。単一型熱薄膜流速系の検定曲線を図 2.16 に示す。単一型熱薄膜流速計の場合、流速は 0 m/s から 30 m/s まで 5 m/s 間隔、30 m/s から 160 m/s まで 10 m/s 間隔の合計 19 点を測定した。さらに、校正試験で測定したプロットをスプライン補間することにより近似曲線を描いている。

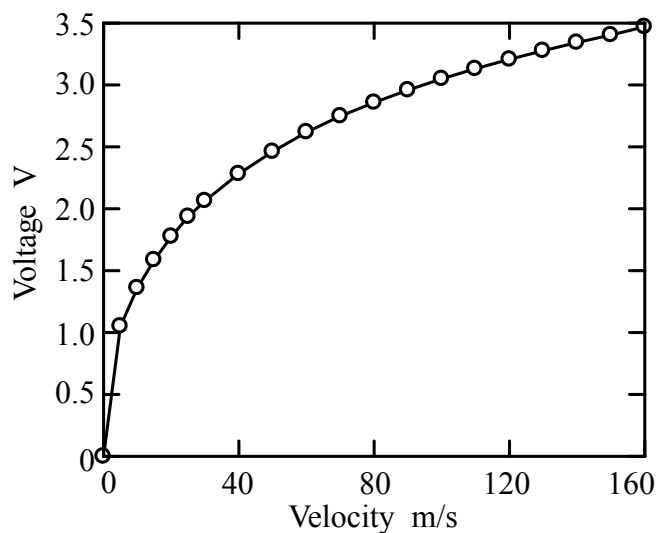


図 2.16 単一型熱薄膜流速計検定曲線

(2) スプリット型熱薄膜流速計による二次元流速測定

図 2.17 にスプリット型熱薄膜流速計の測定部断面図を示す。ブリッジ出力電圧 E_1 V, E_2 V の自乗和はセンサ円筒全体への冷却熱流束を表し、ピッチ角 α に影響されずに単位質量・単位時間当たりの質量流束 ρU に対応する。また、同時に E_1 , E_2 の差はピッチ角 α と質量流

束 ρU に依存する．ここで相似性を利用すると自乗和から得られる質量流束 ρU からピッチ角 α が特定される．これらの特性を用いて E_1 , E_2 からセンサ軸に垂直な二次元成分の質量流束 ρU およびピッチ角 α を求める．

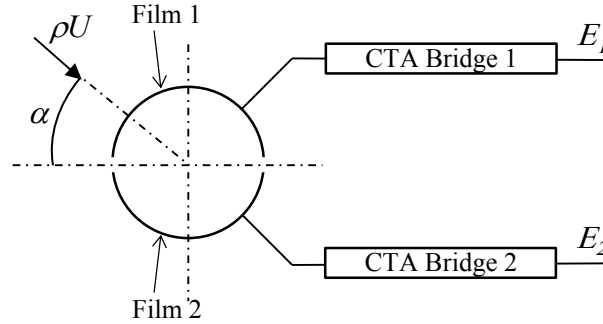


図 2.17 スプリット部の断面図

以下のような測定方程式系を構成し，図 2.18 に示す校正補正図を求め，これらを用いて流速を算出した．試験は流速を確認できる一様流れ中に熱薄膜流速計を設置して行い，流速は 0 m/s から 160 m/s までの 19 点，角度は -90deg から 90deg までの 19 点とした．

まず，ブリッジ出力 E_1 , E_2 の自乗和 Ω および相対差 Δ は，

$$\begin{aligned}\Omega(\rho U, \alpha) &\equiv E_1^2 + E_2^2, \\ \Delta(\rho U, \alpha) &\equiv \frac{E_1 - E_2}{E_1 + E_2}\end{aligned}\quad (2.7)$$

と表わされる．ここで，自乗和 Ω を質量流束 ρU のみに依存する項 g_{12} と，質量流束 ρU とピッチ角 α とからの影響を受ける補正係数 k に分離する．

$$\Omega(\rho U, \alpha) = k(\rho U, \alpha) \cdot g_{12}(\rho U) \quad (2.8)$$

ただし， g_{12} は Ω の平均質量流束に対する特性を示す．つまり，

$$g_{12}(\rho U) \equiv \Omega(\rho U, \alpha)_{ave} \quad (2.9)$$

となる．したがって，補正係数 k は

$$k(\rho U, \alpha) \equiv \frac{\Omega(\rho U, \alpha)}{\Omega(\rho U, \alpha)_{ave}} \quad (2.10)$$

図 2.18 (a)にピッチ角 α と自乗和 Ω の関係を示し，図 2.18 (b)に g_{12} の検定曲線を示す．さらに，図 2.18 (c)に補正係数 k を示す．ここで， g_{12} と ρU の関係を多項式近似する．

$$g_{12}(\rho U) = \sum_{k=0}^n C_{gk}(\rho U)^k \quad (2.11)$$

補正係数 k は、両フィルム間のスプリット部での表面温度が異なるなどに起因して対称とならない。すなわち、フィルムの非対称によって、 $\alpha = 0$ の場合でも、 Δ にはオフセット Δ_0 が存在する。このことを考慮した簡単な相似関係を次式に示す。

$$\frac{\Delta(\rho U, \alpha) - \Delta_0(\rho U)}{\Delta(\rho U, \alpha_0) - \Delta_0(\rho U)} = \frac{\Delta(\rho U_{MAX}, \alpha) - \Delta_0(\rho U_{MAX})}{\Delta(\rho U_{MAX}, \alpha_0) - \Delta_0(\rho U_{MAX})} \quad (2.12)$$

ただし、 U_{MAX} は本実験における流速の最大値、 α_0 は $\pi/2$ である。図 2.18 (d)に質量流束に対するオフセット Δ_0 を示す。この特性を多項式近似すると、

$$\Delta_0(\rho U) = \sum_{k=0}^n C_{\delta k} (\rho U)^k \quad (2.13)$$

と表わせる。相似式 (2.12) を変形し、相対差 Δ と質量流束 ρU のみの関数で近似した項 $h(\rho U)$ と、ピッチ角 α のみに依存する項 $f(\alpha)$ で表わすと、

$$\Delta(\rho U, \alpha) - \Delta_0(\rho U) = h(\rho U) \cdot f(\alpha) \quad (2.14)$$

となる。上式から、

$$h(\rho U) \equiv \frac{\Delta(\rho U, \alpha_0) - \Delta_0(\rho U)}{\Delta(\rho U_{MAX}, \alpha_0) - \Delta_0(\rho U_{MAX})},$$

$$f(\alpha) \equiv \Delta(\rho U_{MAX}, \alpha) - \Delta_0(\rho U_{MAX}) \quad (2.15)$$

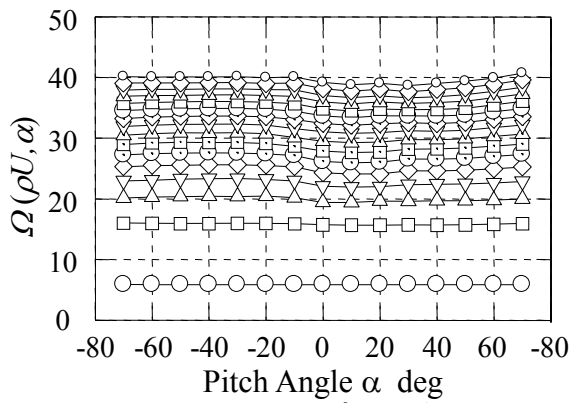
となる。上式をそれぞれ多項式で近似すると、

$$h(\rho U) = \sum_{k=0}^n C_{hk} (\rho U)^k,$$

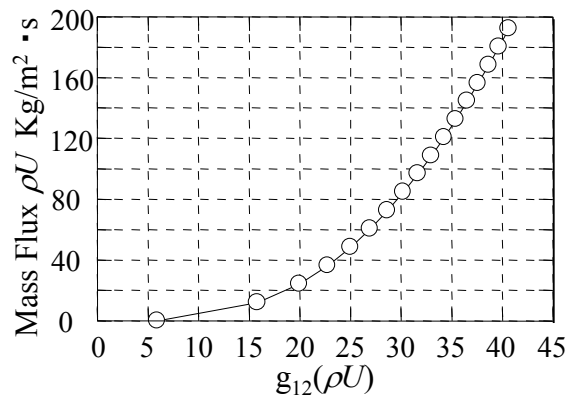
$$f(\alpha) = \sum_{k=0}^n C_{fk} (\alpha)^k \quad (2.16)$$

となる。以上の未知関数は検定実験により得られたデータを、9次の多項式により近似して求めた。

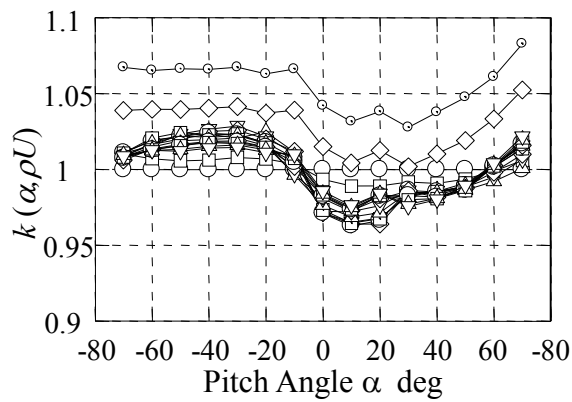
実際の流れ場計測においては、ブリッジ出力 E_1, E_2 から Ω および Δ を求める。まずは、 $k = 1$ であるとして、図 2.18 (b)より ρU^0 を求める。なお、上付き文字の0は反復回数を表す。求めた ρU^0 を用いて、図 2.18 (d)より Δ_0 を、図 2.18 (e)より $h(\rho U)$ を求める。次に、 $\Delta, \Delta_0, h(\rho U)$ を用いることにより、図 2.18 (f)によりピッチ角 α を求める。求めた α を用いて、図 2.18 (c)より近い値のグラフを用いることにより、 $k(\rho U, \alpha)$ を求める。その後、求めた $k(\rho U, \alpha)$ と Ω より g_{12} を更新し、再び図 2.18 (b)より新たな ρU^1 を用いて同様の計算を行うことを繰り返すことにより収束させ、質量流束 ρU とピッチ角 α を求める。



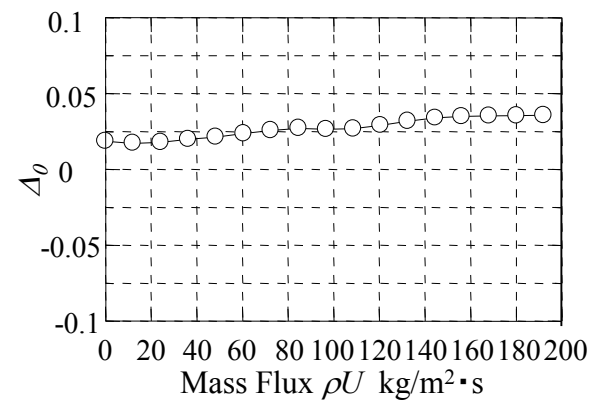
(a) 二乗和のピッチ角特性



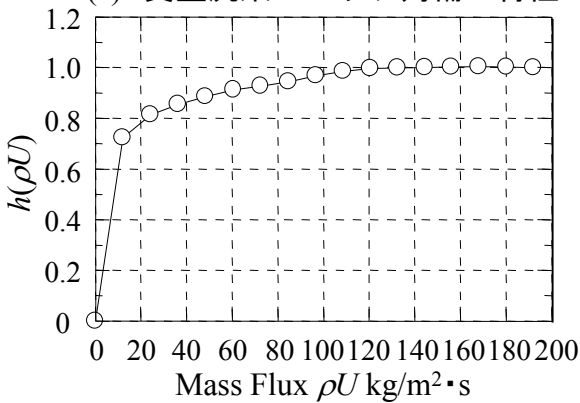
(b) 二乗和質量流束特性



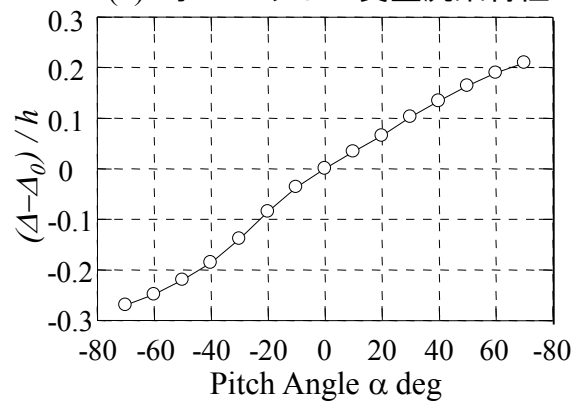
(c) 質量流束のピッチ角補正特性



(d) オフセットの質量流束特性



(e) 相対差の質量流束補正関数



(f) 補正した相対差のピッチ角特性

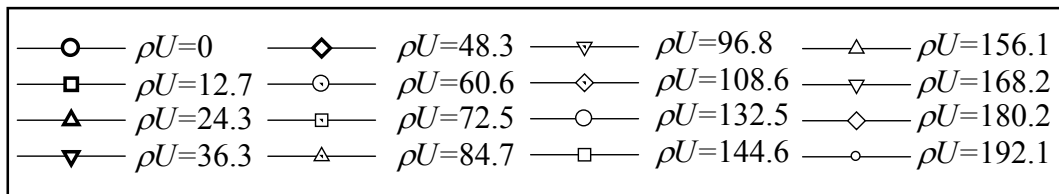


図 2.18 熱線流速計補正図

測定位置はディフューザ案内羽根入口部($1.02D_2 = 169.55\text{mm}$)であり、周方向に4点設けた。シュラウド側からハブ側まで5%刻みでトラバース計測を行った。ディフューザ案内羽根入口部での流速測定孔の概略図を図 2.19 に示す。

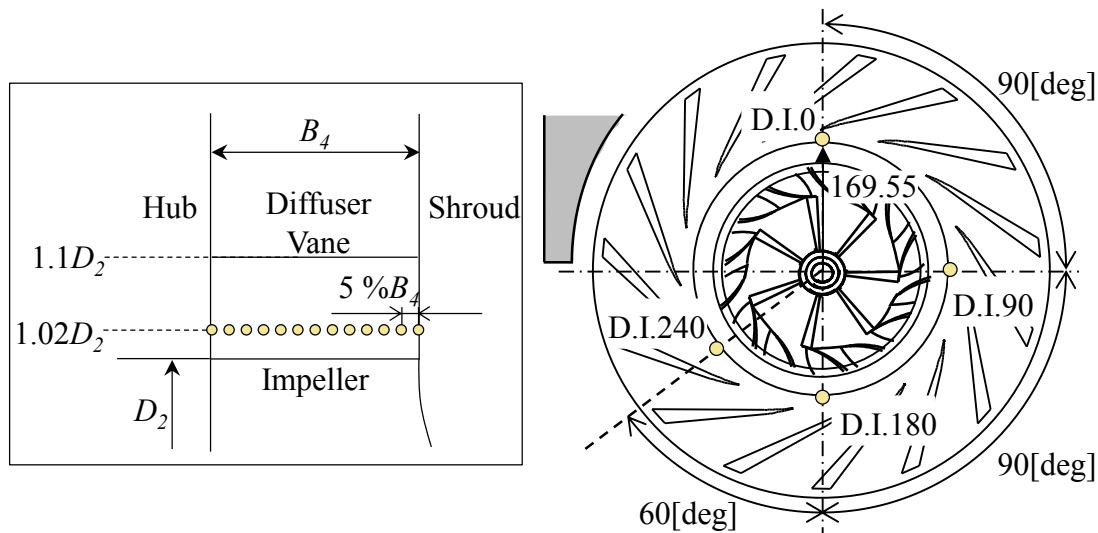


図 2.19 ディフューザ案内羽根入口部流速測定孔

2.2.4 圧力計測法

圧縮機内部で発生する非定常現象の調査のため、圧縮機のシュラウド壁面に測定孔を設けシリコンダイアフラム型圧カトランスデューサを挿入し実験を行った。表 2.14 および表 2.15 に本研究に用いた圧カトランスデューサおよび半導体圧力センサ用直流アンプの仕様を示す。

圧カトランスデューサから得られたアナログ出力は、直流アンプにより増幅し、FFTアナライザによって、A/D変換、時間波形解析、および周波数解析を行った。また、羽根車出口部に設置した光電センサの出力をトリガとして、同一翼によって誘起される圧力変動を平均化した。図 2.20 に壁面圧力測定系の概略図を示す。

羽根車部の測定孔は圧縮機子午面方向に羽根車入口からディフューザ案内羽根出口まで計 14 点設けた。羽根車翼間およびディフューザ翼間の壁面圧力測定孔の概略図を図 2.21 および図 2.22 に示す。さらに、圧縮機子午面方向の壁面圧力測定孔の取付位置を表 2.16 に示す。また圧縮機内部で発生する非定常現象の周方向への旋回を捉えるために、羽根車入口周方向に 6 点、ディフューザ案内羽根入口周方向に 12 点計測孔を設けた。羽根車およびディフューザ案内羽根周方向の壁面圧力測定孔の概略図を図 2.23 に示す。

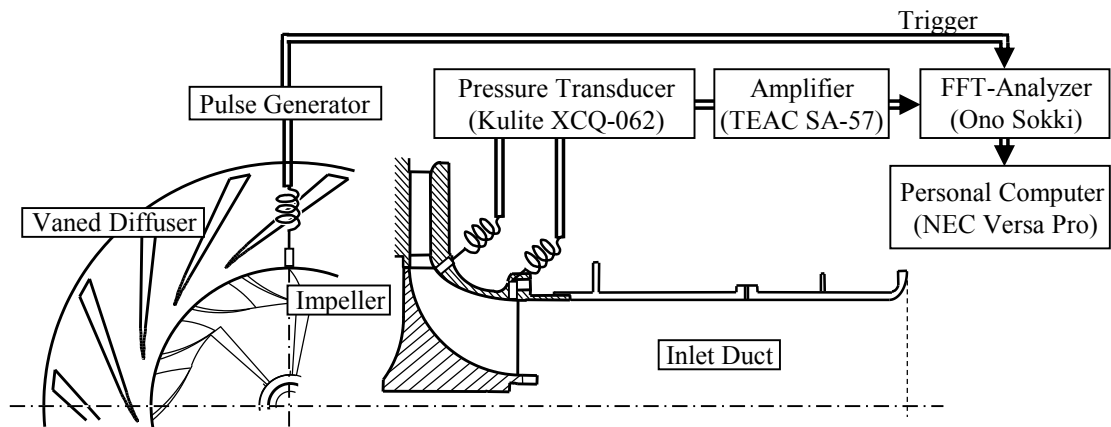


図 2.20 壁面圧力測定系概略図

表 2.14 半導体型圧カトランスデューサ

製造	Kulite Semiconductor Products
形式	XCQ-062
印加電圧	10 VDC/AC
ブリッジインピーダンス	入力 : 1000 Ω 出力 : 1000 Ω
零バランス(最大)	±5 mV
共振周波数(25 psi 以下)	175 kHz
非直線性・ヒステリシス	±0.1%FSO BFSL
繰り返し精度	±0.5%FSO
補償温度範囲	25°C~80°C
動作許容温度範囲	- 55°C~120°C
感度変化温度特性	±1.0%/55°C
零点移動温度特性	±1.0%FSO/55°C

表 2.15 半導体圧力トランスデューサ用直流アンプ

製造	TEAC
型式	SA-57
入力電圧範囲	0 ~ ±100 mV
入力抵抗	10 MΩ以上
利得	250, 500, 1000, 2500, 5000 倍 精度±0.3%以内 1/3まで減衰可
適応ゲージ抵抗	0.06 ~ 5 kΩ
印加電圧	DC2.5, 5, 10, 15, 20 V 精度±0.3%以内 保護回路, 制限電流 約 50 mA
平衡調整範囲	±15 mV
オートバランス精度	平衡調整範囲の 0.15%以内
ドリフト	±0.5μV/°C以内 (入力換算)
利得ドリフト	±0.005%/°C以内
雑音	30μV _{p-p} 以内 (全帯域入力換算) 0.5μV _{p-p} 以内 (10Hz 帯域入力換算)
非線形性	±0.01%F.S.以内
出力	電圧: ±10V(0.2Ω以下) 電流: ±30 mA
周波数応答	DC~100kHz/-3 dB
ローパスフィルタ	遮断周波数 (-3 dB ± 1 dB) 1, 10, 100, 1000, 10000 Hz 減衰特性: -12 dB ± 1 dB / oct.
ハイパスフィルタ	遮断周波数 (-3 dB) 0.5 Hz ± 10%
同相成分除去比	減衰特性: -6 dB / oct.
周囲温度・湿度	0 ~ 50°C, 0 ~ 85 % RH (非結露)
電源	AC 100 V ± 10 %, 50/60 Hz, 約 1 VA

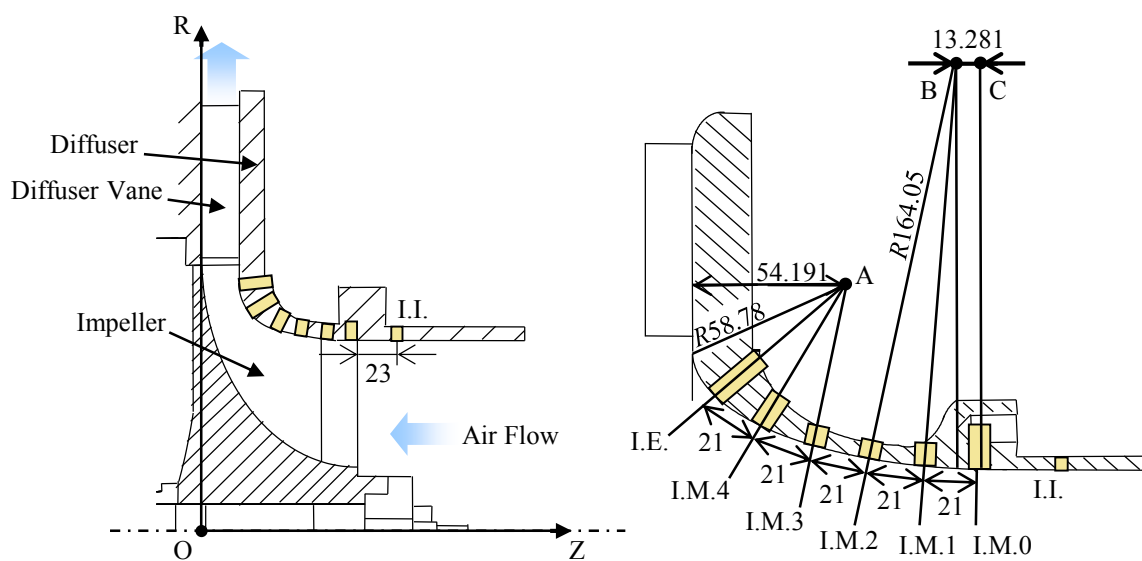


図 2.21 羽根車翼間の圧力測定孔

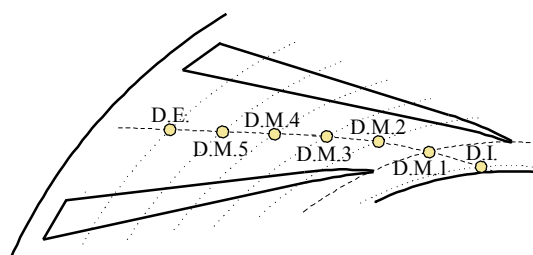


図 2.22 ディフューザ翼間の圧力測定孔

表 2.16 圧縮機子午面方向圧力センサ取付位置

圧力センサ位置	ϕ mm	無次元長さ(羽根車外径 D_2 で無次元化)
I.I.	249.91	0.762
I.E.	316.00	0.963
D.I.	336.00	1.024
D.M.1	361.00	1.100
D.M.2	387.44	1.181
D.M.3	415.42	1.266
D.M.4	445.92	1.359
D.M.5	480.78	1.465
D.E.	519.20	1.664

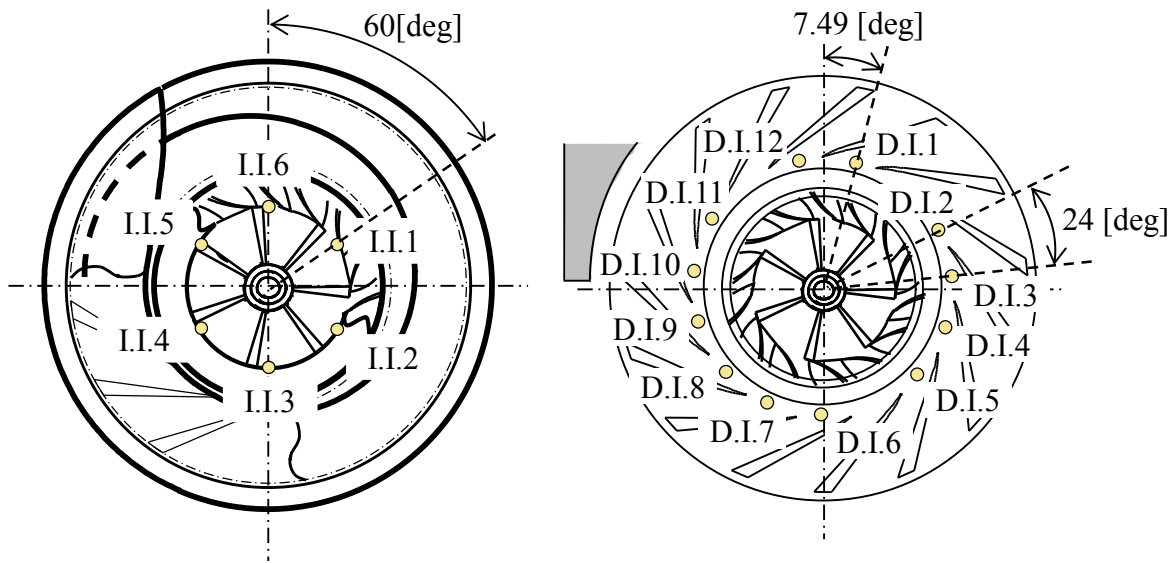


図 2.23 羽根車およびディフューザ案内羽根周方向の圧力測定孔

なお実験の際は、FFT に取り込まれる値は電圧値 W_V V として出力される。これを以下のトランスデューサの特性方程式を用いて圧力単位 P_w kPa に変換する。

$$\frac{P_w}{W_V} = \frac{S_0}{S_S(\varepsilon G)} \quad (2.17)$$

ただし、 P_w : 壁面静圧変動圧力 kPa, V_w : 出力電圧測定値 V, S_0 : 圧力変換器の感度 V/psi, S_S :ブリッジ電圧が 10 V となる際の感度, G : ゲイン, ε : ゲイン設定率。

2.2.5 非定常性能測定法

圧縮機内部で発生する非定常現象が圧縮機性能に及ぼす影響を調査するため、圧縮機出口管路に高感度圧力センサおよび単一熱薄膜流速計を設置し、圧縮機非定常性能を算出した。オリフィスから得られる流量と出口管路での平均流速を関連付けした補間式を作成し、出口管路で測定した非定常流速のデータを補間式に代入することで流量を算出した。また、流れを整流するために圧力センサ取付位置の後方に整流格子を設置した。図 2.24 に非定常性能測定系の概略図を示す。

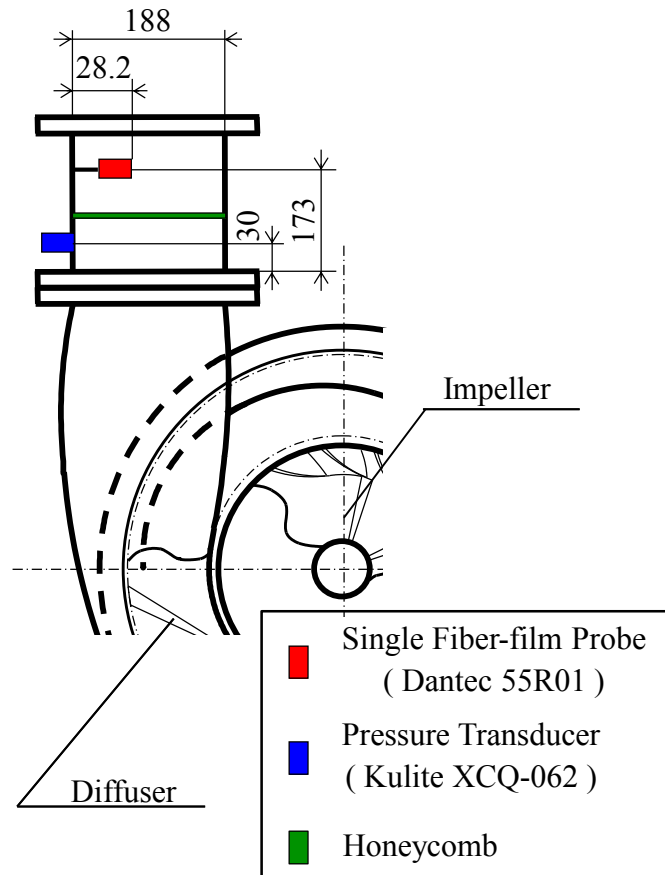


図 2.24 非定常流速測定系

2.2.6 油膜法

本研究では油膜法によりディフューザ部の壁面流れを可視化し，流線や剥離の様子を確認した．油膜は二酸化チタン (TiO_2)，軽油 (Light Oil)，オレイン酸 (Oleic acid) の体積比 1 : 1 : 少々とした．羽根車回転数を $N=0$ から 6000 min^{-1} まで 1 分間で加速し，10 分間運転した後，1 分間で停止した．

第3章 数値解析法

遠心圧縮機の内部流れを対象とした数値解析を行うにあたり, 羽根車回転軸方向を z 方向に選んだ三次元直交座標系 $(x, y, z; t)$ を採用する. 支配方程式は連続の式, 非定常 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式, エネルギー保存の式および理想気体の状態方程式であり, 有限体積法により離散化した. また, Navier-Stokes 方程式の解析を行うにあたっては, 圧縮性 Euler 方程式の解法を基本とし, そこに粘性項を付加するというアプローチを用いた. さらに旋回失速発生時の非定常的な渦構造を捉えるために, 高精度な乱流解析手法である DES(Detached Eddy Simulation) を採用した. 本研究で開発した数値解析コードは, 軸流・遠心機問わず様々な流体機械の内部流れ解析への適用が可能であり, 高精度かつ高効率に乱流現象を解析できる.

3.1 数値解析法概要

本節では, まず一般座標系に拡張された Navier-Stokes 方程式を導く. その後, 本研究において開発した数値解析コードについて, 支配方程式の各項の評価および乱流モデルについて概説する.

3.1.1 支配方程式

本研究では, 遠心圧縮機の内部流れを解析するために, 3 次元非定常数値解析を実施した. まず, Cartesian 座標系で定義された 3 次元非定常の連続の式, Navier-Stokes 方程式, エネルギー保存の式をベクトル形式で示す. なお, 対象とする流体の密度を $\rho \text{ kg/m}^3$, 比熱比 γ , 静圧を $p \text{ Pa}$ と定義した.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(E - E_v)}{\partial x} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial y} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial z} = H \quad (3.1)$$

ここで, Q は保存量, E, F, G は流束ベクトル, E_v, F_v, G_v は粘性および熱伝導を表す拡散流束ベクトルであり, 以下のように表せる.

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho uu + p \\ \rho vu \\ \rho wu \\ \rho hu \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho vv + p \\ \rho wv \\ \rho hv \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho ww + p \\ \rho hw \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned}
E_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ \tau_{xx}u + \tau_{xy}v + \tau_{xz}w + \kappa T_x \end{bmatrix}, F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{yx}u + \tau_{yy}v + \tau_{yz}w + \kappa T_y \end{bmatrix}, \\
G_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{zx} \\ \tau_{zy} \\ \tau_{zz} \\ \tau_{zx}u + \tau_{zy}v + \tau_{zz}w + \kappa T_z \end{bmatrix},
\end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned}
\tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right), \tau_{yy} = \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \\
\tau_{zz} &= \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\
\tau_{yz} = \tau_{zy} &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right), \tau_{zx} = \tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right),
\end{aligned} \tag{3.4}$$

$$H = \begin{cases} \begin{bmatrix} 0 \\ \rho f_x \\ \rho f_y \\ \rho f_z \\ \rho(uf_x + vf_y + wf_z) \end{bmatrix} & : \text{回転座標系} \\ \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} & : \text{固定座標系} \end{cases} \tag{3.5}$$

ここで、 h はエンタルピで、 $h = e + p$ である。また、拡散流束ベクトル E_v, F_v, G_v の最後の項は、熱伝導によるエネルギーの再分配を与える項であり、 T は静温 K、 κ は熱伝導率 W/m·K、 μ は粘性係数 Pa·s である。粘性係数 μ は以下に示す Sutherland の式により算出される。なお、添え字の0は基準温度(20°C)での値であり、Sutherland 定数は $C_s = 110.4$ である。

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0 + C_s}{T + C_s} \tag{3.6}$$

さらに本研究では、理想気体を作動流体としたので、理想気体の状態方程式により方程式系は閉じる。

$$e = \frac{1}{\gamma - 1} p + \frac{q^2}{2\rho} \quad (3.7)$$

ここで、運動量 $q^2 = (\rho u)^2 + (\rho v)^2 + (\rho w)^2$ である。

式(3.1)の基礎方程式の右辺 H は外力項である。本研究で対象とする遠心圧縮機は、回転部（羽根車）と非回転部（ディフューザおよびケーシング）が存在する。そこで遠心圧縮機の羽根車内部のみ回転座標系として扱うことにより、格子の変形による方程式の複雑化を避ける。そのかわりに羽根車内部の解析には、外力項として新たに遠心力および Coriolis 力を考慮する必要がある。

羽根車内部に支配方程式を適用する場合には流速に相対速度 \mathbf{v} を適用する。つまり、相対速度 \mathbf{v} は絶対速度 \mathbf{u} 、位置ベクトル \mathbf{r} および羽根車の回転速度ベクトル $\boldsymbol{\omega}$ を用いると、

$$\mathbf{v} = \mathbf{u} - \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} \quad (3.8)$$

と表わされる。したがって、外力ベクトル \mathbf{f} は、

$$\mathbf{f} = -\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} \quad (3.9)$$

なお、本研究では羽根車の回転軸方向を z 方向としたので、 $\boldsymbol{\omega} = [0, 0, \omega]^T$ であり、

$$\mathbf{v} = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_x + \omega y \\ u_y - \omega x \\ u_z \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{f} = \begin{bmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega^2 x + 2\omega v_y \\ \omega^2 y - 2\omega v_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

となる。

3.1.2 一般座標系における圧縮性 Navier-Stokes 方程式

数値流体解析において、実際に解きたい流れ場の多くは、航空機まわりやエンジン内部など複雑なものであることが多い。本研究で解析対象とする遠心圧縮機の内部も、多くの壁面に囲まれた複雑な空間である。そのため、Cartesian 座標系で定義された支配方程式を用い解析を行うと、境界条件の取り扱いなど非常に複雑となる。そこで、Cartesian 座標系で定義された支配方程式を、物体に適合させた一般座標系に座標変換する[49]。

一般座標系 (ξ, η, ζ) を用いた計算空間から Cartesian 座標系 (x, y, z) を用いた物理空間への写

像は次式のように定義される.

$$\begin{bmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial x}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial y}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial z}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \zeta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\xi \\ d\eta \\ d\zeta \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

ここで物理空間 (x, y, z) から計算空間 (ξ, η, ζ) への写像 ϕ を定義する. 上式の逆行列を求めると,

$$\begin{bmatrix} d\xi \\ d\eta \\ d\zeta \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta & z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta & x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta \\ y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta & z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta & x_\zeta y_\xi - x_\xi y_\zeta \\ y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi & z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi & x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{J} = x_\xi(y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta) + x_\eta(y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta) + x_\zeta(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi)$$

ここに J はヤコビアン(Jacobian)と呼ばれる. また写像 ϕ の Jacobi 行列式を $\det J(\phi)$ と定義し, 記号 J で表わすことにする. また, 式(3.12)と逆の変換マトリックスは以下のように表せる.

$$\begin{bmatrix} d\xi \\ d\eta \\ d\zeta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial z} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial x} & \frac{\partial \zeta}{\partial y} & \frac{\partial \zeta}{\partial z} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

式(3.13)と式(3.14)から,

$$\begin{aligned} \xi_x &= J(y_\eta z_\zeta - y_\zeta z_\eta), & \xi_y &= J(z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta), & \xi_z &= J(x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta) \\ \eta_x &= J(y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta), & \eta_y &= J(z_\zeta x_\xi - z_\xi x_\zeta), & \eta_z &= J(x_\zeta y_\xi - x_\xi y_\zeta) \\ \zeta_x &= J(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi), & \zeta_y &= J(z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi), & \zeta_z &= J(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi) \end{aligned} \quad (3.15)$$

となる9つの変換マトリックス(metrics)が得られる. また, J は各座標間の単位セルの体積比として表すことができる.

$$d\xi d\eta d\zeta = J dx dy dz \quad (3.16)$$

つまり,

$$J = \frac{d\xi d\eta d\zeta}{dx dy dz} = \frac{\text{計算空間のセル体積}}{\text{物理空間のセル体積}} \quad (3.17)$$

となる.

上記の座標変換を用いて, Cartesian 座標系で定義された 3 次元 Navier-Stokes 方程式を一般座標系へ変換を行う.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial(E - E_v)}{\partial x} + \frac{\partial(F - F_v)}{\partial y} + \frac{\partial(G - G_v)}{\partial z} \\
&= \frac{\partial Q}{\partial t} \\
&+ \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial(E - E_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial(E - E_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{\partial(E - E_v)}{\partial \zeta} \\
&+ \frac{\partial \xi}{\partial y} \frac{\partial(F - F_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial(F - F_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} \frac{\partial(F - F_v)}{\partial \zeta} \\
&+ \frac{\partial \xi}{\partial z} \frac{\partial(G - G_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial z} \frac{\partial(G - G_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \frac{\partial(G - G_v)}{\partial \zeta}
\end{aligned} \tag{3.18}$$

上式に, 積の微分などの演算を施すことにより, 最終的に

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} = \hat{H} \tag{3.19}$$

となる. ここで, \hat{E} , \hat{F} , \hat{G} は一般座標系での流束ベクトル, \hat{E}_v , \hat{F}_v , \hat{G}_v は一般座標系での粘性および熱伝導を表す拡散流束ベクトルであり, 以下のように定義される.

$$\begin{aligned}
\hat{Q} &= \frac{Q}{J}, \hat{E} = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} E + \frac{\partial \xi}{\partial y} F + \frac{\partial \xi}{\partial z} G \right), \hat{E}_v = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} E_v + \frac{\partial \xi}{\partial y} F_v + \frac{\partial \xi}{\partial z} G_v \right) \\
\hat{F} &= \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} E + \frac{\partial \eta}{\partial y} F + \frac{\partial \eta}{\partial z} G \right), \hat{F}_v = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} E_v + \frac{\partial \eta}{\partial y} F_v + \frac{\partial \eta}{\partial z} G_v \right) \\
\hat{G} &= \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} E + \frac{\partial \zeta}{\partial y} F + \frac{\partial \zeta}{\partial z} G \right), \hat{G}_v = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} E_v + \frac{\partial \zeta}{\partial y} F_v + \frac{\partial \zeta}{\partial z} G_v \right), \hat{H} = \frac{H}{J}
\end{aligned} \tag{3.20}$$

3.1.3 乱流モデル

支配方程式である 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式に対し, Reynolds 平均を施すことにより, 速度変動に依存する Reynolds 応力という未知数が生じ, 解くべき未知数の方が支配方程式の数よりも多くなってしまふ. これらの支配方程式を解くために, 変動流に関する何らかの仮定を導入し, Reynolds 応力と時間平均速度成分との関係式を与え, 未知変数と同じ数の方程式にする必要がある. それを乱流モデルという. 本研究では, 2 方程式モデルである $SSTk - \omega$ モデル[50]を用いた. このモデルは, 壁面付近では境界層剥離を良好に捉えるとともに逆圧力勾配に強い $k - \omega$ モデルとなり, 主流部では自由せん断流れに対し精度が良い $k - \varepsilon$ モデルとなる. 解析領域に壁面が多く, 基本的に逆圧力勾配となる圧縮機内部流

れの解析には適した乱流モデルと言える。SSTk- ω モデルは乱流エネルギー k と比エネルギー散逸率 ω を用いて、以下のように渦粘性係数 μ_t を算出する。

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (3.21)$$

ただし、 $a_1 = 0.31$ 、 Ω は渦度である。ここで乱流エネルギー k と比エネルギー散逸率 ω は、以下の輸送方程式を解くことにより得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} &= \rho P_k - \rho \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} &= \rho \alpha \Omega^2 - \rho \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.22)$$

上式における変数は、

$$\begin{aligned} F_1 &= \tanh \left[\left[\min \left\{ \max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega k}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right\} \right]^4 \right] \\ F_2 &= \tanh \left[\left\{ \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega k}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right) \right\}^2 \right] \\ P_k &= \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \\ CD_{k\omega} &= \max \left(2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \\ \Omega &= \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} \end{aligned} \quad (3.23)$$

ただし、 d は壁からの距離、 ν は動粘性係数、 τ_{ij} はせん断応力を表す。さらに、式(3.22)および式(3.23)で用いた定数 $(\alpha, \beta, \sigma_k, \sigma_\omega)$ は、ミキシング関数 F_1 を用い以下のように算出される。

$$\phi = \phi_1 F_1 + \phi_2 (1 - F_1) \quad (3.24)$$

ここで、 ϕ はそれぞれの定数を表す。ミキシング関数 F_1 が1に近いときは $k-\omega$ モデル、0に近いときは $k-\varepsilon$ モデルとなり、SSTk- ω モデルはミキシング関数 F_1 の値によりモデルを切り替えられるようになっている。また、添え字1および2が付いた各定数の値などを以下に示す。

$$\begin{aligned}\alpha_1 = 5/9, \alpha_2 = 0.44, \beta_1 = 3/40, \beta_2 = 0.0828, \beta^* = 0.09 \\ \sigma_{k1} = 0.85, \sigma_{k2} = 1, \sigma_{\omega1} = 0.5, \sigma_{\omega2} = 0.856\end{aligned}\quad (3.25)$$

さらに、本研究では RANS/LES ハイブリッド法である Detached Eddy Simulation(DES)を用いた。DES は Spalart ら[51]によって提唱されたハイブリッド法であり、壁面近傍を RANS、主流部を LES として評価する。それにより、DES は本来 LES で必要な壁面付近の格子密度を抑えつつ、主流部は LES で評価することが可能であり、高効率かつ高精度な手法となっている。また、Strelets ら[52]によって $SSTk - \omega$ モデルを基に定式化された DES が提唱されている。Strelets らの DES では、 $SSTk - \omega$ モデルに次のような変更を加える。まず、式(3.22)の散逸項について、以下のように定義する。

$$\begin{aligned}D_{DES}^k &= \rho \beta^* \omega k \equiv \frac{\rho k^{\frac{3}{2}}}{\tilde{l}} \\ \tilde{l} &= \min(C_{DES} \Delta_{filter}, l_{k-\omega}) \\ l_{k-\omega} &= \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega}\end{aligned}\quad (3.26)$$

ここで $l_{k-\omega}$ は乱流の渦スケールである。また、フィルタ幅 Δ_{filter} およびモデル定数 C_{DES} は、

$$\begin{aligned}\Delta_{filter} &= \max(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z) \\ C_{DES} &= F_1 C_{DES_{k-\omega}} + (1 - F_1) C_{DES_{k-\epsilon}}\end{aligned}\quad (3.27)$$

とする。経験定数である $C_{DES_{k-\omega}}$ と $C_{DES_{k-\epsilon}}$ は Strelets らによって、それぞれ $C_{DES_{k-\omega}} = 0.78$ と $C_{DES_{k-\epsilon}} = 0.61$ が推奨されている。本研究では推奨値を用いた。

この DES の定式化では、 $SSTk - \omega$ モデルの渦スケールに相当する $l_{k-\omega}$ とフィルタ幅 Δ_{filter} の大小関係により、RANS あるいは LES で計算される領域が決定される。すなわち、 $l_{k-\omega} < C_{DES} \Delta_{filter}$ のとき RANS、 $l_{k-\omega} > C_{DES} \Delta_{filter}$ のとき LES として評価する。一般に、渦スケールの小さい壁面近傍が RANS として計算されることになる。この $SSTk - \omega$ モデルを基に定式化された DES は、局所的な渦スケールに応じて RANS と LES の計算領域を非定常的に切り替えることができるため、非定常性の強い乱流渦を精度良く捉えることが可能である。

3.1.4 解析コード

本研究では、式(3.19)に定義した一般化された連続の式、3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式、エネルギー保存の式を支配方程式として数値解析コードを開発した。ここでは、数値解析コードについて概説する。

対流項の評価には MUSCL(Monotone Upstream-centered Scheme for Conservative Laws)法[54]により3次精度まで高次精度化した FDS(Flux Difference Splitting)[55]を用いた。また、数値不安定性を抑えるために、制限関数には minmod limiter[54]を導入している。粘性項は

Gauss の定理に基づく 2 次精度中心差分により評価した。時間積分には MFGS(Matrix Free Gauss-Seidel)陰解法[56]を採用した。時間 2 次精度を確保するために、3 点後退時間差分を導入している。また、時間刻みを $7 \times 10^{-3} t_{bp}$ に設定した。また、乱流モデルには LES/RANS ハイブリッド手法である DES を採用した。本研究では、上述した $SSTk - \omega$ モデルを基に定式化された DES を使用した。DES 解析における LES/RANS 領域の切り替わりの妥当性の議論については、後の章に譲る。

3.2 解析対象および計算格子

流体機械の内部流れを解析する場合、解析する物理空間は壁面などに囲まれ、複雑なものであることが多い。本研究で解析対象とする遠心圧縮機は、解析空間が壁面で囲まれ複雑であるのに加え、基本的に内部流れが逆圧力勾配となり壁面境界層は剥離しやすい。解析空間に効率良く格子を配置することおよび壁面での境界層を精度良く捉えるために、計算格子には物体適合格子を採用した。

本研究で用いる低 Re 型乱流モデルを使用する場合、境界層内の粘性底層($y^+ = u_\tau y / \nu = 10$)間に格子点を設ける必要がある。そこで本研究では、翼面およびハブ、シュラウド壁面の全ての壁面において、最小格子幅を $1.0 \times 10^{-5} \text{m}$ に設定した。この最小格子幅に設定することで、全ての壁面において、壁座標 y^+ が 1 付近を取ることを確認している。なお、格子作成には NUMECA 社の構造格子自動作成ソフト AutoGrid5™ を用いた。

遠心圧縮機の解析領域は、主に羽根車、ディフューザおよび渦形室の 3 つの要素で構成される。本研究では、調査する目的に応じて 3 種類の計算格子を使用した。1 つ目は短羽根を間に 1 翼含む羽根車 1 長翼間と案内羽根 3 翼間を解析領域としたものであり、総格子点数は 870 万点である。ただし、供試圧縮機は羽根車と案内羽根の枚数が互いに素であるため、案内羽根枚数を 21 枚として解析格子を調整した。この解析格子はディフューザ前縁渦の非定常挙動に焦点を当て、その構造を調査するために用いている。2 つ目は、旋回失速の詳細な渦構造を調査するために、羽根車およびディフューザ全周を解析対象としたものであり、総格子点数は約 5100 万点である。また 3 つ目は、旋回失速の過渡特性を調査するために、渦形室を含めた遠心圧縮機全体を解析対象としたもので、総格子点数は約 8000 万点である。以下に各 3 つの要素の計算格子について簡単に説明する。

3.2.1 羽根車

羽根車は、

- インデューサを有する長羽根
- 長羽根間に設置された短羽根
- ハブ壁
- シュラウド壁

から構成される。AutoGrid5™では、長羽根および短羽根周りに O 型メッシュを配置し、O 型メッシュの周囲を H 型メッシュで埋め格子生成を行う。また長羽根・短羽根間は完全に空間が接しているため、それぞれの周方向境界は格子間隔が完全に一致するように格子を配置した。また、チップクリアランス部も同様に AutoGrid5™で格子を作成した。ハブからシュラウドまでのスパン方向の格子点数は 110 点であるのに対し、チップクリアランス部のスパン方向の格子点数は 24 点に設定した。チップクリアランスの中心を H 型メッシュで作成し、その外周を O 型メッシュで充填した。チップクリアランスからの流れ渦を精度良く捉えるために、チップクリアランス周りおよび羽根車翼間の境界では格子の節が完全に一致するようにした。羽根車翼間およびチップクリアランスの計算格子外観を図 3.1 に示す。

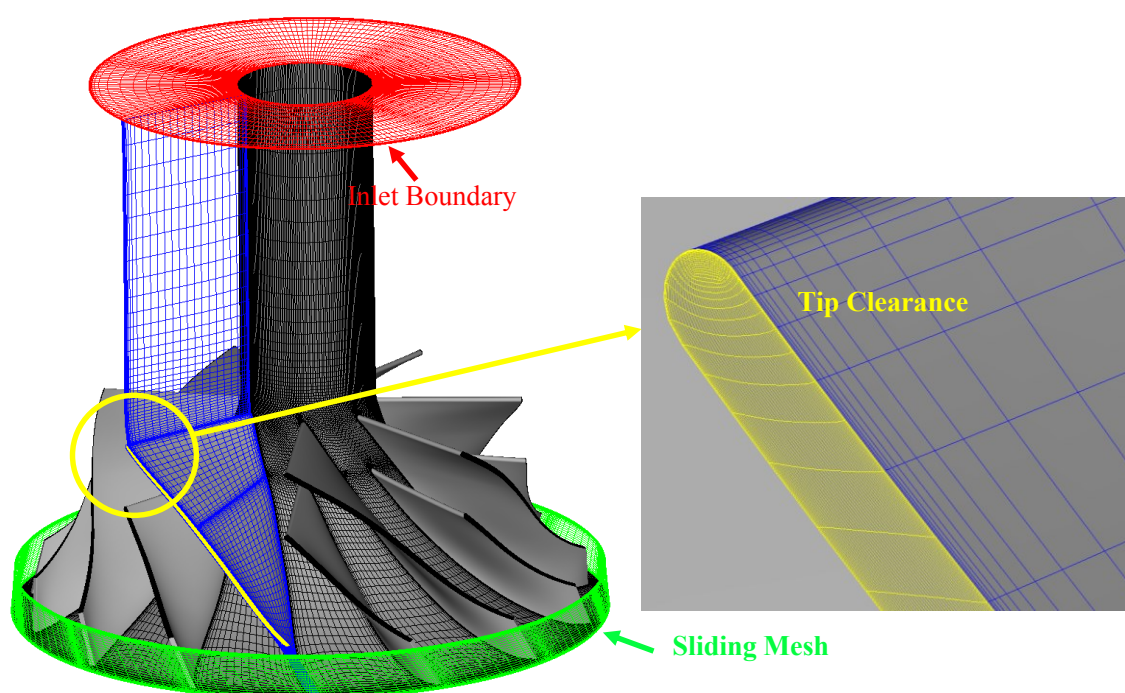


図 3.1 羽根車の解析領域

3.2.2 ディフューザ

ディフューザは、

- ディフューザ案内羽根
- ハブ壁
- シュラウド壁

から構成される。ディフューザ案内羽根周りも羽根車と同様に O 型メッシュを配置し、O 型メッシュの周辺を H 型メッシュで充填し格子生成を行った。ただし、ディフューザ案内羽根の形状はくさび形状であるため、案内羽根の後端は鋭角に曲がっている。そこで案内

羽根周りの O 型メッシュを翼周りで 1 周させず，後縁部のみ H 型メッシュを用いた．ディフューザ案内羽根部の計算格子外観を図 3.2 に示す．羽根車およびディフューザ全周を解析対象とした解析では，ディフューザ案内羽根の下流に Buffer 領域を設け，出口境界を設定した．

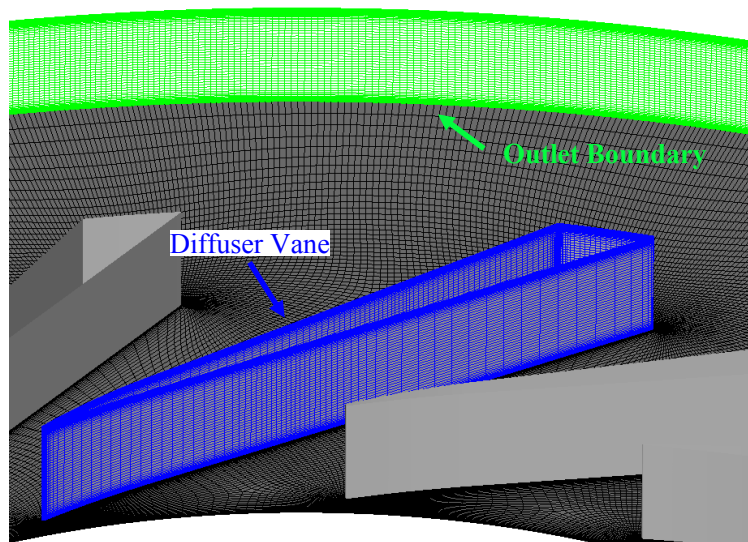


図 3.2 ディフューザの解析領域

3.2.3 渦形室

渦形室は，

- スクロール部
- 出口管路

で構成される．スクロール部および出口管路は円管であるため，バタフライポロジにより格子を形成した．バタフライポロジとは，円管の中央部に H 型メッシュを配置し，その周囲に 4 つの H 型メッシュを並べるもので，円管形状の領域を効率的かつ精度良く格子が作成できる．円管部の計算格子外観を図 3.3 に示す．また，渦形室の計算格子の外観および解析領域の全体図を図 3.4 に示す．ディフューザ領域とスクロール領域の境界は，線形補間により物理量を受け渡している．出口管路の下流を出口境界とし，スクロール部から十分に離れた位置に設定した．また旋回失速の過渡特性を調査するために，低流量運転時において羽根車上流まで逆流領域が遡ることを考慮し，入口境界も羽根車入口から遠方に設置した．

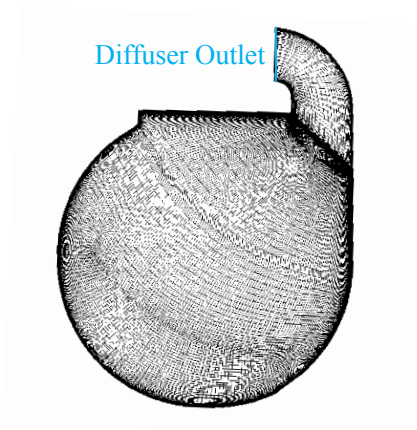


図 3.3 円管部の計算格子外観

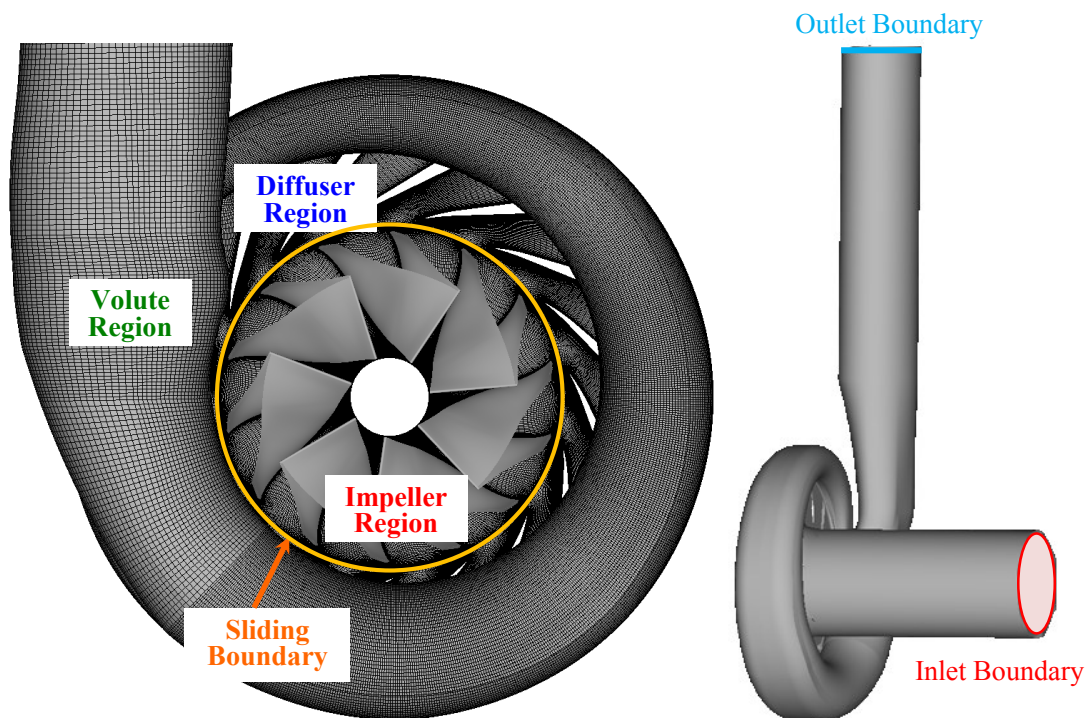


図 3.4 渦形室の解析領域

3.3 境界条件

3.3.1 入口境界条件

図 3.4 に示すように、羽根車の上流に吸込管を模擬したダクトを設けた。流入境界については、予旋回なし、および全圧、全温一定を仮定し、軸流速度 u_z m/s は計算領域内部から外挿する。つまり、

$$\begin{aligned}
u_{xin} &= -\omega y_{in}, \\
u_{yin} &= \omega x_{in}, \\
u_{zin} &= u_{zin+1}
\end{aligned} \tag{3.28}$$

単位体積あたりのエンタルピ $h = e + p$ J/m³ は、大気からの等エントロピを仮定して、

$$\begin{aligned}
h &= \frac{\gamma}{\gamma-1} p_{in} + \frac{1}{2} \rho_{in} u_{in}^2 \\
&= \frac{\gamma}{\gamma-1} p_a
\end{aligned} \tag{3.29}$$

ここで、 p_a は標準大気圧 (= 101325 Pa) である。

また、大気からの等エントロピ条件は、

$$\frac{p_{in}}{\rho_{in}^\gamma} = \frac{p_a}{\rho_a^\gamma} = S \tag{3.30}$$

ここで、 ρ_a は大気の標準密度 (= 1.205 kg/m³) である。

したがって、流入境界での ρ , p は、 $T = p_{in}/\rho_{in} = p_a/\rho_a - (\gamma-1)u_{in}^2/2\gamma$ として、

$$\begin{aligned}
\rho_{in} &= \left(\frac{T}{S}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \\
p_{in} &= \left(\frac{T^\gamma}{S}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}}
\end{aligned} \tag{3.31}$$

となる。

さらに、乱流エネルギー k と比エネルギー散逸率 ω の入口境界条件は乱流強さ T_u が 0.5% となるように設定した。 [57]

$$\begin{aligned}
k_{in} &= 10^{-7} U_\infty^2 \\
\omega_{in} &= 15 U_\infty
\end{aligned} \tag{3.32}$$

ただし、 U_∞ は主流部の速度である。

3.3.2 流出境界条件

遠心圧縮機内部で発生する旋回失速により出口流量は非定常的に変動すると考えられるため、流出境界には一次元絞り抵抗モデルを適用し、静圧 p_{out} を想定した。これにより、抵抗係数 C および内部流れ場によって流量が決定するため、実機実験をもシミュレートした適切な境界条件であると言える。動圧を評価する出口流速 u_{out} は、流量成分である半径方向成分とした。

$$p_{out} - p_a = C \cdot \frac{1}{2} \rho_{out} u_{out}^2 \quad (3.33)$$

3.3.3 壁面境界条件

羽根車内部の解析は相対系であるため，羽根車シュラウド壁面のみ速度に対して滑り壁条件を適用する．ここで壁面内に仮想的な格子 (Virtual Grid (VG)) を配置することにより，壁面境界を意識することなく解析が行えるよう配慮した．羽根車回転角速度を ω とすると，壁面上の速度 \mathbf{u}_{wall} は羽根車回転速度 ω と位置ベクトル \mathbf{r}_{wall} から，

$$\mathbf{u}_{wall} = \omega \times \mathbf{r}_{wall} \quad (3.34)$$

仮想格子上的の速度 \mathbf{u}_{VG} を実在格子上的の速度 \mathbf{u}_P と壁面上の速度 \mathbf{u}_{wall} から線形近似すると，

$$\mathbf{u}_{VG} = 2\omega \times \mathbf{r}_{wall} - \mathbf{u}_P \quad (3.35)$$

となる．

一方，相対系として羽根車と共に回転する静止壁として扱った羽根車翼面およびハブ壁面，絶対系での壁面では速度に対して粘着条件を課した．壁面内の仮想格子上的の速度 \mathbf{u}_{VG} は，

$$\mathbf{u}_{VG} = -\mathbf{u}_P \quad (3.36)$$

となる．

また，全ての壁面を断熱壁としたため，スカラー量（密度 ρ_{wall} および圧力 p_{wall} ）にはノイマン条件を課した．なお，全エネルギーは仮想格子上的の点の物理量から算出した．

$$\begin{aligned} \rho_{VG} &= \rho_P \\ p_{VG} &= p_P \\ e_{VG} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma} p_{VG} + \frac{q_{VG}^2}{2\rho_{VG}} \end{aligned} \quad (3.37)$$

ただし，運動量 $q_{VG}^2 = (\rho_{VG} u_{VG})^2 + (\rho_{VG} v_{VG})^2 + (\rho_{VG} w_{VG})^2$ である．

さらに，乱流エネルギー k と比エネルギー散逸率 ω に関しては Menter らによって提案された壁面境界条件を用いた． [50]

$$\begin{aligned} k_{VG} &= -k_P \\ \omega_{VG} &= 2\omega_{wall} - \omega_P \\ \omega_{wall} &= 10 \frac{6\nu}{\beta_1 d^2} \end{aligned} \quad (3.38)$$

ただし， d は壁面からの距離， $\beta_1 = 3/40$ で定数である．

3.3.4 スライディング境界

羽根車は回転しており，それ以外の領域は静止しているため，これらの領域間の値の受け渡しにスライディング境界を用いた．スライディング境界は，羽根車出口とディフューザ入口の境界に適用した．以下に，そのスライディング境界の補間手法について示す．

スライディング補間を行うに当たって仮想的なバッファ領域を仮定した．このバッファ領域は羽根車およびディフューザと相対的な位置を保ったまま移動する 2 つの等間隔格子で構成される．図 3.5 にその概念図を示す．バッファ領域 Buffer I および Buffer D は全く同じ形状の格子として生成する．ただし，値の受け渡しの連続性を確保するために，バッファ領域の周方向の格子間隔が，羽根車およびディフューザ側の最も間隔が狭い格子幅以下になるよう注意した．同じ形状の等間隔格子とすることにより，Buffer I と Buffer D の補間割合は羽根車とディフューザの相対的な角度 θ_{ID} から一意的に決定できる．

$$\phi = R\phi_b + (1 - R)\phi_s$$

$$R = \frac{\theta_{ID} - \left[\frac{\theta_{ID}}{\Delta\theta} \right] \Delta\theta}{\Delta\theta} \quad (3.39)$$

ここで， $\Delta\theta$ ：バッファ領域の格子間隔 deg， R ：補間割合， $[X]$ ：ガウス記号である．添字 b,s は補間される格子点を内部に含む補間する側の格子点を示している．さらに，羽根車とバッファ領域およびディフューザとバッファ領域間の補間割合は，格子を生成した時点で決定するため，前処理として求めた．片側 3 ステップずつの 6 ステップにより補間が完了する．

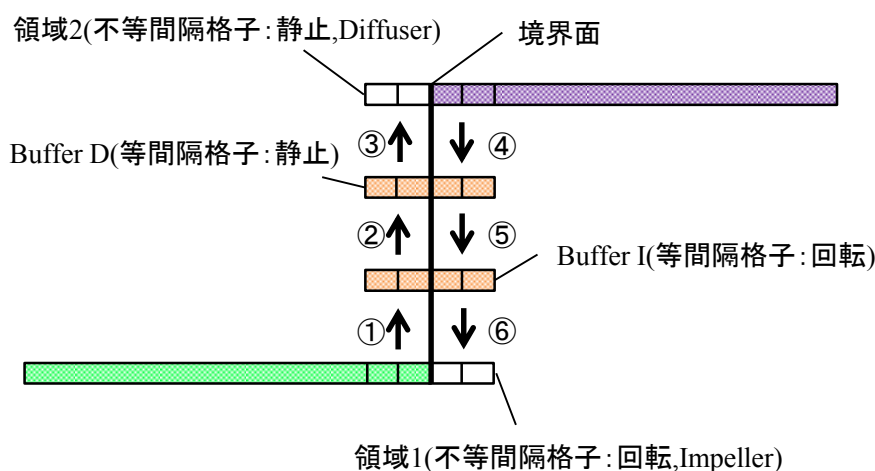


図 3.5 スライディング補間の概念図

3.4 渦の可視化法

流体機械の内部流れ場では、複雑な渦構造であり大きな非定常性を持つ現象が多々発生する。これらの渦構造はその形成過程に境界層の剥離を伴うだけではなく、形成後に周囲の壁面境界層と干渉することで、新たな剥離を引き起こす場合もある。流線や速度ベクトルの表示および圧力や渦度分布の表示など、物理量を直接可視化するだけでは、このような複雑な現象を捉えるのは容易ではない。そこで、複雑な内部流動を捉えるための手法として Q 定義[58]および Critical Point 法[59]による渦の可視化法を導入した。以下では、導入した 2 種類の渦の可視化法について概説する。

3.4.1 Q 定義による渦の可視化

Q 定義は速度データから渦領域を抽出する手法であり、Q 値は速度勾配テンソルの第 2 不変量である。速度歪みテンソル S_{ij} およびスピントテンソル Ω_{ij} と定義すると、速度勾配テンソルの第 2 不変量 Q は、

$$Q = (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij})/2 \quad (3.40)$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} \Omega_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \end{aligned} \quad (3.41)$$

である。さらに、非圧縮性流れを仮定して、Navier-Stokes 方程式の発散を取ると

$$\nabla^2 \left(\frac{p}{\rho} \right) = 2Q \quad (3.42)$$

となる。 $Q > 0$ である領域では、 $\nabla^2 p/\rho > 0$ が成り立ち、圧力場は極小値を持つ。渦の中心では圧力が極小値を持つと考えられるため、第 2 不変量 Q の正の値を閾値として Q の等値面を表示することで、渦構造を可視化できる。また、このことは式(3.40)によると、せん断歪み速度 S_{ij} に比べて渦度 Ω_{ij} が高い領域、すなわちせん断運動よりも回転運動の効果が大きな領域を渦コアとして抽出することに相当する。

さらに本研究では、得られた Q 値の等値面に式(3.43)に示す無次元ヘリシティ He の大きさにより着色し、渦構造について調査した。

$$He = \frac{\vec{\omega} \cdot \vec{u}}{|\vec{\omega}| |\vec{u}|} \quad (3.43)$$

3.4.2 Critical Point 法による渦の可視化

Critical Point 法によると，速度勾配テンソルが 1 つの実固有値と 2 つの共役な複素固有値を持つ場合，流れは渦状のパターンを描き，その渦中心線は実固有値に対応した固有ベクトルと平行である．すなわち，渦中心線は特異点と固有ベクトルを見つけることで同定することができる．Sawada の方法[59]では，局所的な速度場を四面体計算セル内で線形近似し，特異点理論と同様にして，渦中心線を抽出する．この渦中心線が計算セル内の計算セルを横切る場合に，その計算セル内の線分が局所的な渦中心線として同定される．本研究では，Furukawa[60]が提案した計算セル内に含まれる渦中心線の数から渦コアの存在率を定量化し，その存在率を指標として等値面を表示する手法を用いて，渦コアを可視化した．この手法では，渦の減衰に関わり無く，渦コアに沿った無次元ヘリシティの分布から定量的に渦の挙動を可視化することができる．

第4章 供試遠心圧縮機の失速特性および 解析コードの検証

本章では、圧縮機内部で発生する旋回失速の詳細な調査を行う前に、本圧縮機の基本的な内部流れ場の特性や旋回失速の特性について調査した結果を述べる。さらに、作成した数値解析コードの妥当性を検証するため、様々な観点から数値解析と実験結果との比較を行った。

4.1 供試圧縮機の基本流れ場特性と解析コードの検証

数値解析コードの検証を行うため、圧縮機性能、羽根車出口部での圧力変動、ディフューザシュラウド壁面および案内羽根壁面での油膜法による可視化結果、羽根車入口および出口での流速分布を実験により調査し、得られた本圧縮機の基本特性と解析結果を比較した。さらに本節では、DES 解析の妥当性およびその有用性を検討した。

4.1.1 圧縮機性能

実機試験および数値解析により供試圧縮機の圧縮機性能を調査した。数値解析では、計算領域出口に設置した 1 次元絞り抵抗モデルの負荷係数 C を変化させることにより、絞り実験を行った。その際、順に負荷係数 C を増加させて運転点を移行させるという、実機試験に準拠した手法を用いた。各運転点で準定常状態に達した時点から絞りを固定して解析を行った。さらに、非物理的な振動が収まったと判断した後の翼回転 1 周 ($14t_{bp}$) 分の時間平均結果から圧縮機性能を算出した。

実機試験による性能の算出方法は 2.2 節で述べたが、解析における流量係数 ϕ および圧力係数 ψ_T を以下のように定義する。

$$\begin{aligned}\phi &= \frac{Q_0}{60\pi B_2 D_2 u_t} \\ \psi_T &= \frac{\bar{P}_{t,outlet} - \bar{P}_{t,inlet}}{\frac{1}{2}\rho_a u_t^2}\end{aligned}\tag{4.1}$$

ただし、体積流量 Q_0 および出口圧力 $\bar{P}_{t,outlet}$ は計算領域出口断面で評価した。入口圧力 $\bar{P}_{t,inlet}$ も同様に、計算領域入口で計測し断面平均を行った。圧縮機回転数 N は、定格回転数 $N = 6000 \text{ min}^{-1}$ で固定したため、羽根車出口周速度 u_t は 103.08 m/s で一定である。

実験および解析で得られた圧縮機性能を図 4.1 に示す。 $\phi_{opt} = 0.24$ は $N = 6000 \text{ min}^{-1}$ 運転

時における供試遠心圧縮機の最高効率点であり、 $\phi = 0.18$ はくさび形案内羽根を有する羽根付ディフューザを採用した際の、出口静圧の勾配が負に転じる点である。さらに $\phi = 0.14$ は本圧縮機において旋回失速が発生する失速点(ϕ_{stall})である。

図 4.1 より、ディフューザにくさび形案内羽根(ODV)を設置すると羽根無しディフューザ(VL)設置時に比べて高い圧力上昇が得られることがわかる。しかし、VL 設置時に比べ、右上がり不安定領域が拡大する。白抜き赤丸で示す圧縮機全周を解析対象とした数値解析結果に着目すると、実験結果と比べて設計点から失速点まで良く一致している。ただし、数値解析結果は失速点に近づくに従って若干高い値となっており、実験結果と数値解析結果の相対誤差は最大で約 3%ほどである。また、失速の成長過程を調査するために行った渦形室を解析領域に加えた解析結果では、実験結果と良好な一致が見られる。これは渦形室を解析領域に加えることで、失速に与える影響を捉えることができたためである。

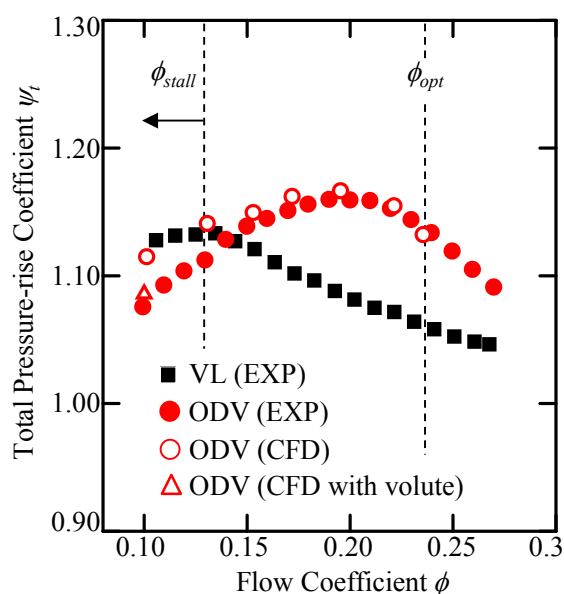


図 4.1 実験および解析から得られた圧縮機性能

4.1.2 ベーンレス部におけるシュラウド壁面の圧力変動

図 4.2 に実験および数値解析より得られたベーンレス部におけるシュラウド壁面の圧力変動を示す。左図が $\phi = 0.24$ 、右図が $\phi = 0.14$ における圧力変動である。横軸は、羽根車 1 翼分移動するのに要する時間(t_{bp})で無次元化した無次元化時間である。縦軸は無次元化静圧変動である。なお、実験および数値解析ともに圧力変動の測定位置は $D=1.024D_2$ である。

図 4.2 からわかるように、 $\phi = 0.24$ 、 0.14 どちらの場合においても、数値解析結果が実験結果と良好に一致している。この結果より、設計点($\phi = 0.24$)に加え失速点($\phi = 0.14$)においても、数値解析では翼通過に起因する非定常的な変動を捉えていると考えられる。さらに

流量の変化に依らず，2翼通過時間に1つの周期が確認できる．これは，羽根車が長翼・短翼の組により構成されていることによる．つまり，設計点($\phi = 0.24$)においても，長翼および短翼からの吐出流には差が生じていることが示唆される．さらに，失速点($\phi = 0.14$)では長翼および短翼からの吐出流の影響による差が大きくなっていることが分かる．そのため，圧力変動に対し周波数解析を施したスペクトルでは，翼通過周波数(1st BPF)に加えてその半分の周波数(1/2 BPF)にピークを持つ分布が見られる．

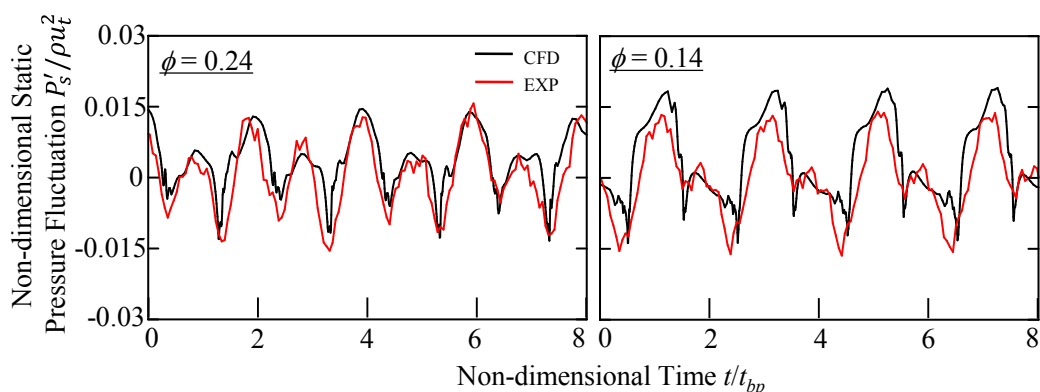


図 4.2 ベーンレス部での圧力変動

4.1.3 ディフューザ内部流れ場の可視化

供試遠心圧縮機のディフューザ内部流れ場の特徴を捉えるために，ディフューザ案内羽根負圧壁面およびディフューザ流路シュラウド壁面での流れ場を可視化した．油膜法および数値解析から得られた限界流線によりディフューザ内部流れを可視化した結果を図 4.3, 4.4 に示す．

図 4.3, 4.4 より，案内羽根負圧壁面の可視化結果に着目すると，設計点($\phi = 0.24$)および失速点($\phi = 0.14$)いずれにおいても，案内羽根前縁部シュラウド側に渦の流れの軌跡が確認できる．本研究では，この渦をディフューザ前縁渦(Leading Edge Vortex)と呼称する．ディフューザ前縁渦は流量低下と共に大きく成長し，失速点($\phi = 0.14$)では通路幅 B_4 の約 80% まで成長している．またシュラウド壁面の可視化結果より，実験結果および解析結果ともにシュラウド壁面近傍において案内羽根前縁から羽根車出口へと向かう逆流領域が存在し，失速点($\phi = 0.14$)ではその領域が拡大している．よって，流量低下によるディフューザ前縁渦の成長がシュラウド側近傍の逆流領域の拡大に寄与しており，圧縮機性能に影響を及ぼしていると考えられる．このディフューザ前縁渦の発生機構および旋回失速に与える影響については，5 章以降に詳しく述べる．また，設計点($\phi = 0.24$)および失速点($\phi = 0.14$)ともに限界流線の可視化結果は実験結果と定性的な一致を示していることから，数値解析においてディフューザ前縁渦を正確に捉えていると考えられる．

供試遠心圧縮機において設計回転数は $N = 22000 \text{ min}^{-1}$ にあるが，実際の実験および数値

解析は $N = 6000 \text{ min}^{-1}$ で行った。本研究ではディフューザ前縁渦の挙動に着目しているが、ディフューザ前縁渦に関する議論の一般性を高めるためには、高速回転時においてもディフューザ前縁渦の発生を確認する必要がある。実機試験では電力の制限で高速回転での調査を行うのは困難であるので、数値解析によりその検討を行った。数値解析において回転数を $N = 22000 \text{ min}^{-1}$ に設定した場合のディフューザ案内羽根負圧壁面の限界流線による可視化結果を図 4.5 に示す。図 4.5 より、回転数 $N = 22000 \text{ min}^{-1}$ においてもディフューザ案内羽根負圧面シュラウド側にディフューザ前縁渦が確認できる。つまり、本圧縮機では高速回転時においても、ディフューザ前縁渦の発生が示唆される。本研究で得られた結果は低速で運転される遠心ファンや送風機のみならず、高速で運転される遠心圧縮機にも応用可能であると考えられる。

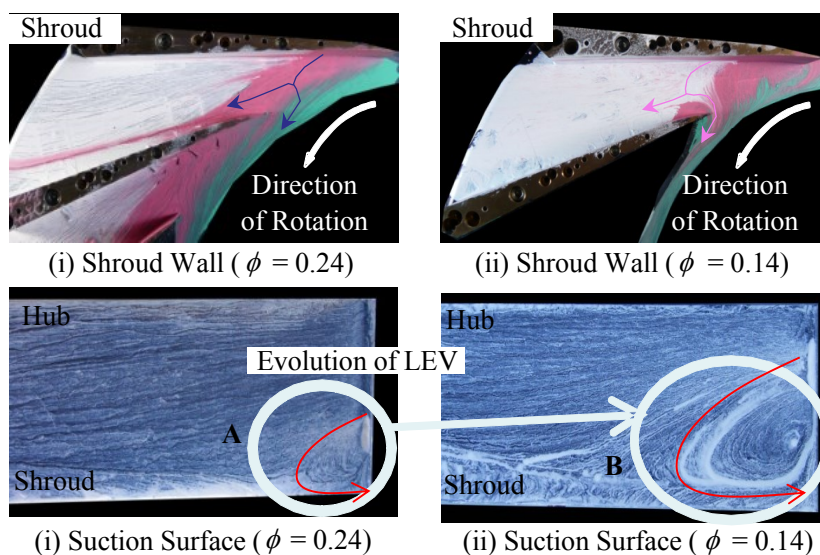


図 4.3 油膜法によるディフューザ内部流れ可視化結果

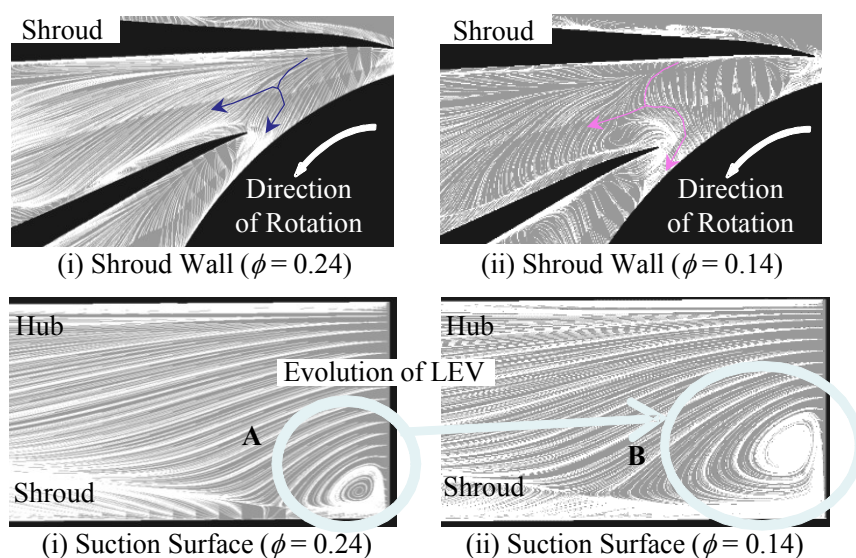


図 4.4 数値解析より得られた限界流線によるディフューザ内部流れ可視化結果

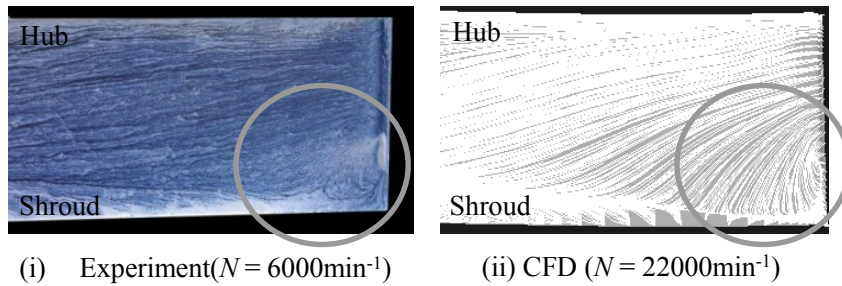


図 4.5 回転数変化に対する前縁渦の比較($\phi = 0.24$)

4.1.4 羽根車吐出流の流速分布

さらに供試遠心圧縮機の羽根車吐出流の流速分布を調査した。実験および数値解析から得られた羽根車吐出流の周方向および半径方向流速のスペン方向分布を図 4.6 に示す。横軸は周方向および半径方向流速の大きさであり、縦軸はハブ壁面からのスペン方向距離である。羽根車吐出流の測定位置は $D=1.02D_2$ であり、数値解析および実験ともに得られた流速時間波形に時間平均処理を施している。

図 4.6 より、シュラウド側では周方向および半径方向流速ともにハブ側に比べ減少している。さらに、流量低下に伴い周方向および半径方向流速の減少している領域はハブ側に拡大している。特に、半径方向流速分布に着目すると、シュラウド側近傍では逆流領域が確認できる。つまり、シュラウド側のディフューザ案内羽根に対する入射角は正へと傾き、負圧面側に剥離が誘起される。また、周方向および半径方向流速ともに設計点($\phi = 0.24$)から失速点($\phi = 0.14$)まで、数値解析結果は実験結果と良い一致を示しており、羽根車吐出流を良好に再現できていると考えられる。

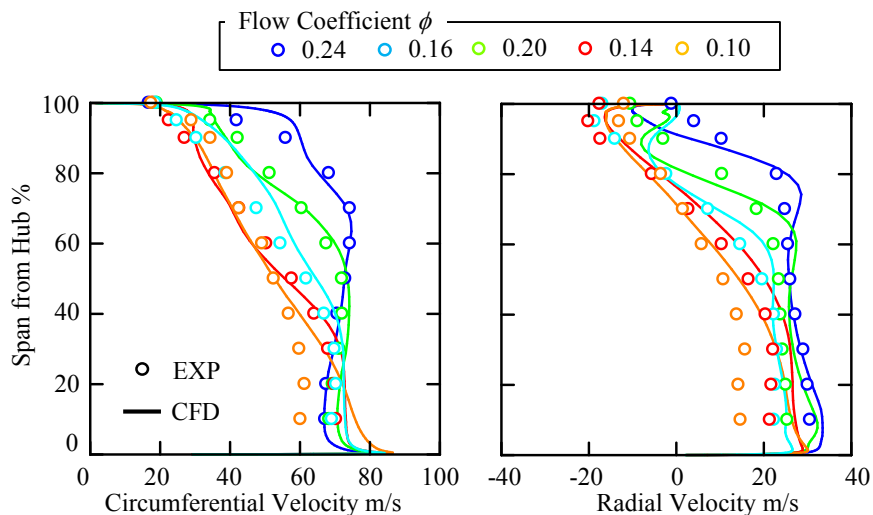


図 4.6 周方向および半径方向流速のスペン方向分布

4.1.5 DES 解析の妥当性の検証

本研究では、壁面付近では計算負荷の小さい RANS 解析、主流部では精度の高い LES 解析を用いる DES 解析を実施した。DES 解析は高効率かつ高精度な乱流解析手法であるが、DES 解析に対して最適な格子を作成しなければ、解析の際に問題が生じてしまう。例えば、格子密度が充分でなければ主流部で LES 解析に切り替わらず RANS 解析として評価されてしまう。また、流れ方向の壁面付近の格子間隔を最適に選ばなければ壁面付近であるにも関わらず LES 解析として評価され、GIS(Grid Induced Separation)と呼ばれる数値的な不安定による剥離現象が生じてしまう。そのため、DES 解析を行う際は RANS/LES 領域の切り替わりを確認することは重要である。

そこで、図 4.7 に本解析における羽根車およびディフューザ翼間での RANS/LES 領域を示す。図 4.7 より、解析格子全体で壁面付近は RANS、主流部は LES 領域として良好に RANS/LES 領域が切り替わっており、本モデルは正しく乱流場を評価していると考えられる。また、GIS を引き起こす可能性のある格子幅が急激に細くなるような箇所として該当するのは、羽根車の翼端隙間部周辺となる。図 4.7 の A 部を見ると、翼端隙間部のように格子が急激に細くなるような箇所においても RANS/LES 領域が不自然に切り替わるような箇所は確認できない。そのため、GIS に関して今回の解析格子では問題ないと判断した。

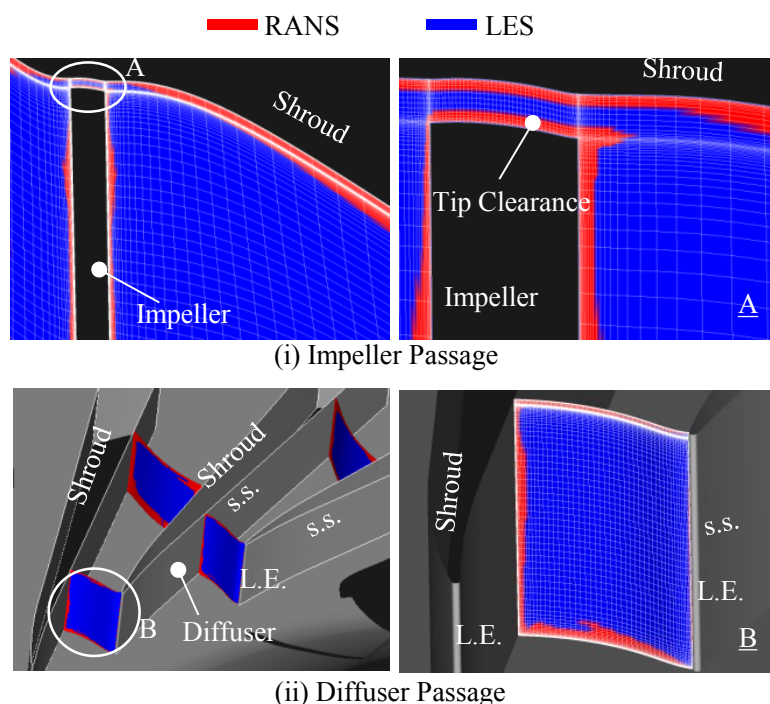


図 4.7 羽根車およびディフューザ翼間における RANS/LES 領域

さらに、DES 解析の有用性を確認するために、RANS および DES 解析による渦構造の可視化結果の比較を行った。図 4.8 に設計点($\phi=0.24$)におけるディフューザ案内羽根近傍のディフューザ前縁渦を速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面により可視化し、無次元ヘリシティにより色付けした結果を示す。図(i)が DES 解析、図(ii)が RANS 解析の結果であり、Q 値の閾値は同じ値で可視化している。

DES 解析結果に着目すると、案内羽根前縁部シュラウド側の剥離渦に加えて、ディフューザ翼間へと伸びる縦渦構造が確認できる。一方、RANS 解析結果では、案内羽根前縁部シュラウド側の剥離渦は確認できるが、縦渦の規模が DES 解析に比べ縮小している。さらに、図左下の案内羽根負圧壁面の限界流線に着目すると、ディフューザ前縁渦による渦の流れの軌跡にあまり違いは無い。これは、RANS および DES 解析において、羽根車吐出流による案内羽根に対する流入角の偏りは同程度であることを示唆している。

流入角の分布に差が生じていないにも関わらず、渦構造に違いが生じた原因を探るため、図 4.9 にディフューザ翼間における乱流粘性分布を示す。図 4.9 より、RANS 解析では DES 解析に比べ乱流粘性が過大に評価されていることが分かる。ディフューザ前縁渦の構造については 5 章にて詳しく述べるが、図 4.8 にて見られる縦渦構造は案内羽根前縁部シュラウド側にて生じる竜巻型の渦により副次的に生じるものあり、非定常性の強い渦である。この渦は、羽根車の翼間隙間からの漏れ渦と干渉しディフューザ翼間を移流することで、隣接翼の前縁へと干渉する。しかし、RANS 解析では DES 解析に比べディフューザ翼間の乱流粘性が過大に見積もられているために、翼間を移流する縦渦が拡散してしまっていると考えられる。旋回失速の要因として渦の隣接翼への干渉による大規模な渦構造への発達为数多く報告されていることから、本研究の DES 解析は旋回失速の構造調査に有用であると言える。

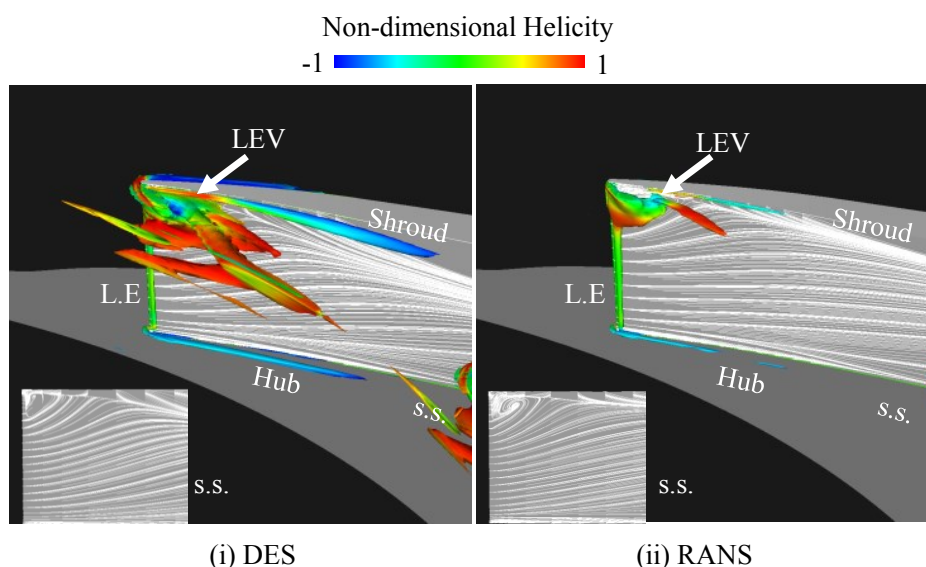


図 4.8 RANS および DES 解析によるディフューザ前縁渦の可視化結果($\phi=0.24$)

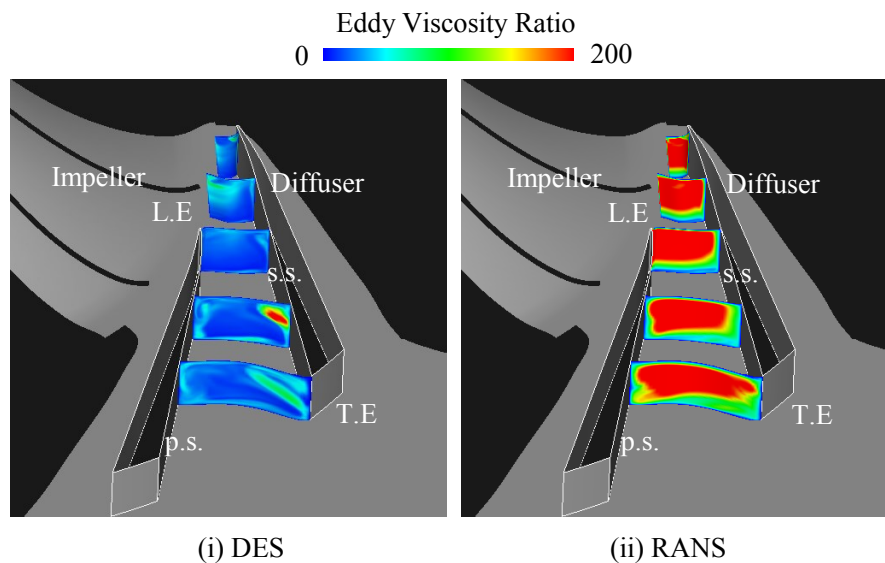


図 4.9 RANS および DES 解析によるディフューザ翼間での乱流粘性分布($\phi = 0.24$)

4.2 供試圧縮機に発生する旋回失速の特性

供試遠心圧縮機に発生する旋回失速の特性を実験より調査するために、圧縮機のケーシング壁面にて圧力変動の測定を行った。旋回失速の位相を測定するために、圧力変動の同時計測も行っている。また、旋回失速のスパン方向での特性を調査するために、羽根車吐出流の流速変動を測定した。

4.2.1 圧縮機ケーシング壁面の圧力変動測定

まず圧縮機内部に発生する非定常現象を調査するために、羽根車入口部(I.I.4)、ディフューザ案内羽根入口部(D.I.1)、ディフューザ案内羽根出口部(D.E.2)における壁面静圧変動を測定し周波数解析を施した。圧力変動の周波数解析結果を図 4.10 に示す。設計点($\phi = 0.24$)および失速点以下の流量($\phi = 0.14, 0.12, 0.10$)の 4 点で測定した。

図 4.10 より、まず 700Hz 付近に卓越したピークが全ての測定点で確認できる。これは 4.1.2 節で述べたように、長羽根と短羽根の組が回転することによる翼通過周波数の 2 分の 1 成分である。失速点($\phi = 0.14$)に着目すると、羽根車入口部では 55Hz のピーク、ディフューザ案内羽根入口および出口部では 25Hz 近傍にバンド幅上昇が確認できる。さらに、流量を低下させた $\phi = 0.12$ では、失速点と同様の測定位置で 55Hz および 25Hz の圧力変動レベルが大きくなっている。しかし、最も流量が少ない $\phi = 0.10$ では、 $\phi = 0.14, 0.12$ で見られていた 55Hz および 25Hz の圧力変動は消失し、全ての測定点で 22Hz の卓越したピークが確認できる。つまり、本圧縮機では部分流量運転時には局所的かつ周期的な圧力変動が生じ、さらに流量を低下させることで、圧縮機全体で 1 つの大きな圧力変動が生じる。

次に、流量低下時に測定された圧力変動の要因を調査するために、各圧力変動の圧縮機回転数の変化に対する挙動を調べた。図 4.11 に上記の計測で観測された 3 つの圧力変動の

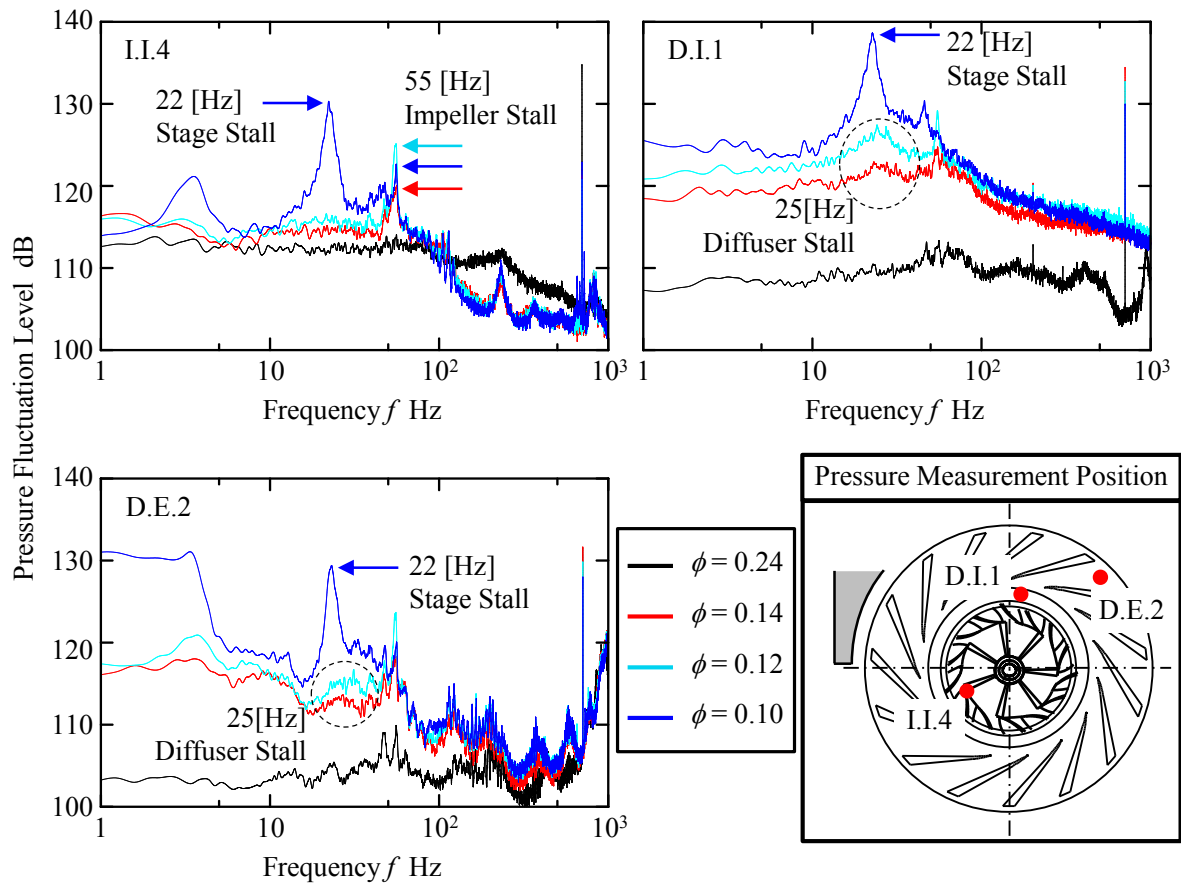


図 4.10 圧縮機ケーシング壁面の圧力変動のスペクトル分布

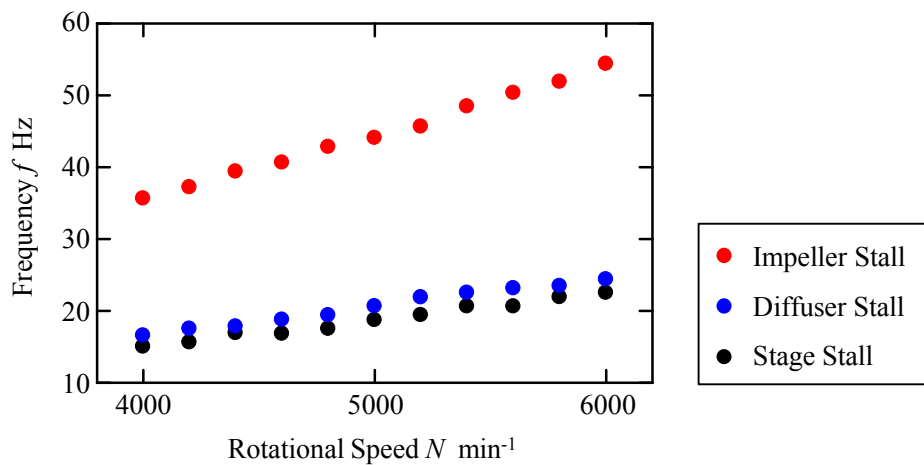


図 4.11 回転数変化に対する圧縮機内部に発生する圧力変動の周波数軌跡

回転数に対する周波数軌跡を示す。図 4.11 より、羽根車の回転数が減少すると、3つの圧力変動の周波数は線形的に減少している。つまり、それぞれの圧力変動の周波数と回転数は比例関係にあり、この圧力変動は回転数に依存した非定常現象であることが考えられる。

さらに、それぞれの圧力変動の周方向位置での挙動を調査するために、非定常壁面圧力変動の計測を行った。まず、失速点($\phi = 0.14$)における羽根車入口部周方向での壁面圧力変動同時計測の結果を図 4.12 に、ディフューザ案内羽根前縁部周方向壁面圧力変動の同時計測の結果を図 4.13 に示す。また、22Hz の圧力変動が生じる $\phi = 0.10$ において、ディフューザ案内羽根前縁部周方向壁面圧力変動の同時計測の結果を図 4.14 に示す。それぞれの図において、黒線が時間波形、赤線は時間波形に対し 100Hz のローパスフィルタを施した波形である。図 4.12 より、羽根車入口部の各測定点において、一定の周期を持つ圧力変動が生じており、羽根車の回転方向へとその変動が伝播していることが分かる。この羽根車の回転方向へと伝播する圧力変動の巡回速度は、羽根車回転速度の約 55%(55Hz)である。以上の結果に加え、羽根車入口部で巡回する圧力変動が回転数に依存して巡回速度を変化させることを考慮すると、この圧力変動は羽根車巡回失速であると考えられる。また同様に図 4.12, 4.13 に着目すると、ディフューザ案内羽根前縁部の各測定点で一定の周期を持つ圧力変動が発生しており、その変動は羽根車回転速度の約 25%(25Hz), 22%(22Hz)の速度で巡回していることが分かる。以上の結果より、まず 25Hz の圧力変動はディフューザ巡回失速であると考えられる。また、22Hz の圧力変動は羽根車入口部およびディフューザ案内羽根出口部で巡回していることを確認しており、段全体で巡回する失速であると考えられる。つまり失速点($\phi = 0.14$)では、羽根車入口部で巡回する羽根車巡回失速およびディフューザ案内羽根入口部で巡回するディフューザ失速が共存しており、流量を低下させると段全体で 1 つの巡回失速が形成される。

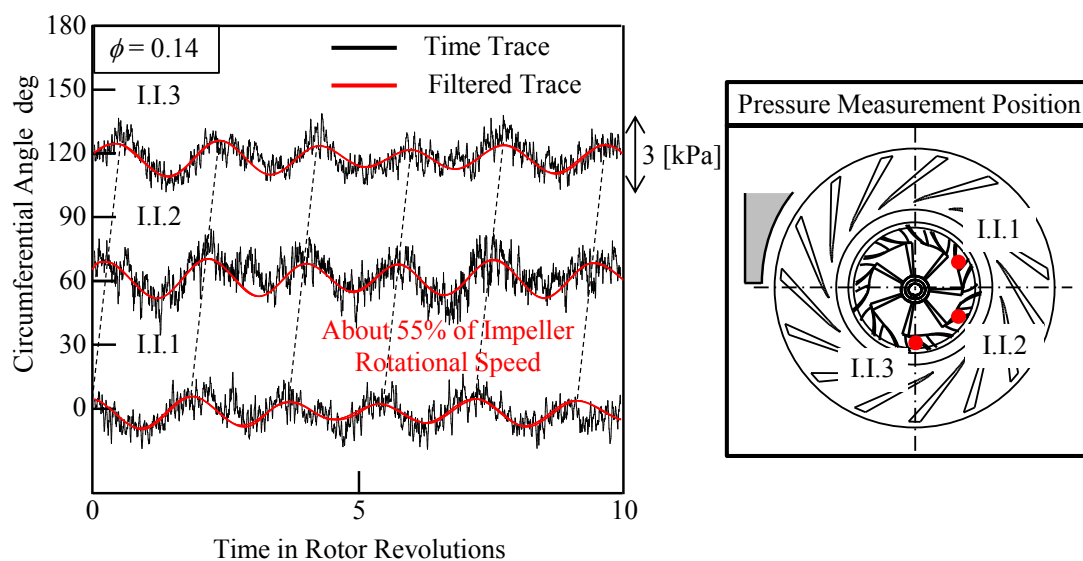


図 4.12 羽根車入口部周方向圧力同時測定結果($\phi = 0.14$)



図 4.13 ディフューザ入口部周方向圧力同時測定結果($\phi = 0.14$)

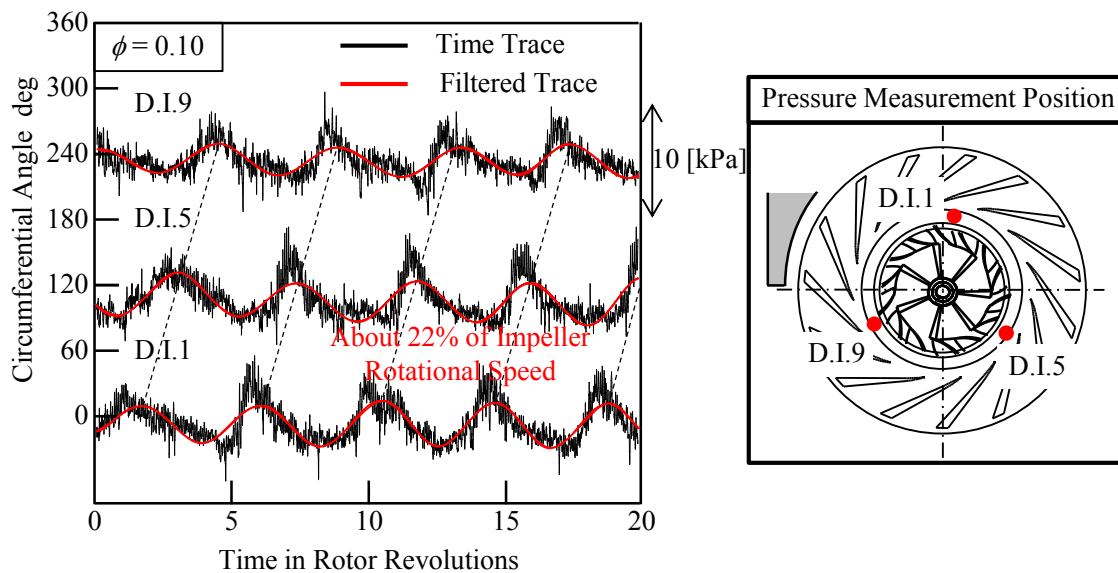


図 4.14 ディフューザ入口部周方向圧力同時測定結果($\phi = 0.10$)

さらに、周方向の圧力変動同時計測の結果より位相差を算出し、各回転失速のセル数を調査した。回転失速のセル数は以下の式を用いて算出できる。

$$t = \frac{1}{f} \times \frac{\theta}{360} \times \frac{360}{\theta'}$$

$$t' = \frac{1}{f} \tag{4.2}$$

$$i = \frac{t}{t'}$$

ただし、 f は失速セルの周波数 Hz, θ は位相差 deg, θ' は計測点の間隔 deg, t は失速セル1個に着目したときの回転時間 sec, t' は失速セルの周期 sec, i は失速セルの個数である。周方向に 24deg 離れたディフューザ案内羽根入口部測定位置(D.I.2, D.I.3)においてシュラウド壁面で圧力変動の位相差を測定した。位相差の測定結果により得られた各回転失速のセル数を表 4.1 に示す。

表 4.1 各回転失速のセル数

	Impeller Stall	Diffuser Stall	Stage Stall
流量係数	0.14	0.14	0.10
回転速度(羽根車回転速度比)	0.55	0.25	0.22
セル数	1	1	1

以上の結果より、本圧縮機において失速点($\phi = 0.14$)では、セル数1の羽根車失速およびディフューザ失速が共存しており、流量を低下させた $\phi = 0.10$ では、圧縮機全体で回転する1セルの失速が形成される。

4.2.2 スパン方向の失速セルの挙動調査

各運転点での回転失速のスパン方向の挙動を調査するために、ディフューザ案内羽根入口部において流速変動を測定した。スパン方向に5%刻みで測定した半径方向流速変動に周波数解析を施した結果を図 4.15 に示す。左図は失速点($\phi = 0.14$)の結果、右図は流量が低下した $\phi = 0.10$ の結果である。

図 4.15 より、 $\phi = 0.14$ ではディフューザ失速に起因する 25Hz の流速変動がシュラウド側で強い規模で存在していることが分かる。ディフューザ前縁渦の発生箇所がディフューザ案内羽根のシュラウド側であることから、ディフューザ前縁渦の発生やその非定常挙動がディフューザ内部流れ、ひいてはディフューザ失速の特性に大きな影響を及ぼしていると考えられる。このディフューザ失速とディフューザ前縁渦の関係性については、6章にて詳しく述べる。さらに、 $\phi = 0.10$ では段全体で回転する失速に起因する 22Hz の流速変動のピークが流路全スパンにおいて確認できる。この段全体の失速へと陥る成長過程については、7章にて詳細を述べる。

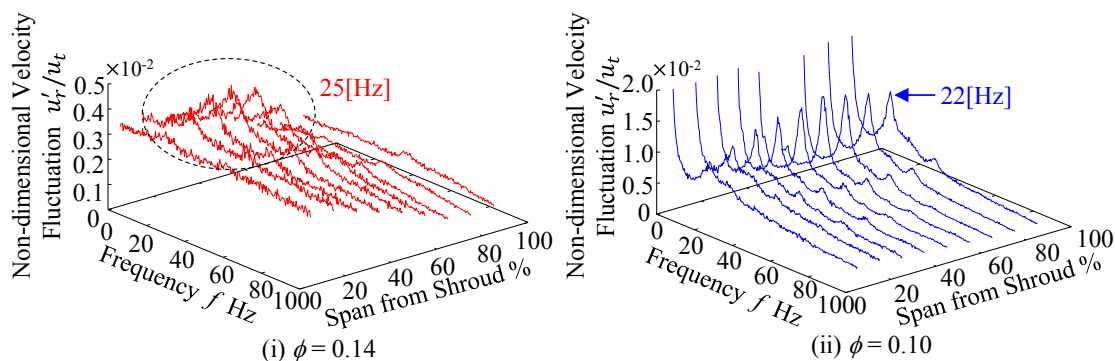


図 4.15 ディフューザ案内羽根入口部半径方向流速変動分布

第5章 ディフューザ前縁渦の発生構造および内部流れに与える影響

前章では、本圧縮機の基本的な内部流れ場の特性や旋回失速の特性について明らかにした。特に、ディフューザ案内羽根前縁部シュラウド側で前縁渦が発生し、流量低下に伴い拡大することが分かった。本章では、ディフューザ前縁渦がディフューザ内部流れ場に与える影響と非定常挙動を調査した。また、ディフューザ前縁渦の渦構造やその発生機構に焦点を絞った。ディフューザ前縁渦はディフューザ失速と密接な関係性を持つため、ディフューザ前縁渦の発生構造などを明らかにすることで、ディフューザ失速の構造を理解することを目的とする。

5.1 ディフューザ前縁渦の基本構造と非定常挙動

この節では、ディフューザ前縁渦の非定常挙動が内部流れ場に与える影響を調査し、ディフューザ前縁渦の基本構造について明らかにする。本節の結果はディフューザ前縁渦の挙動に焦点を絞るため、計算コストを考慮した部分流路を解析対象とした。

5.1.1 ディフューザ前縁渦の基本構造

ディフューザ前縁渦の基本構造を明らかにするために、 $\phi=0.24$ におけるディフューザ案内羽根設置時のディフューザ前縁渦を速度勾配テンソルの第2不変量の等値面により可視化し、案内羽根シュラウド側より流線を引いた結果を図5.1に示す。渦構造は時間平均流れ場から可視化した結果である。

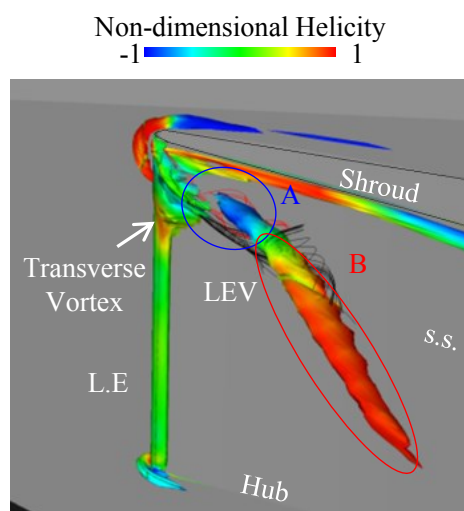


図 5.1 ディフューザ前縁渦の基本構造

図 5.1 の時間平均流れ場から算出されたディフューザ前縁渦の可視化結果より、ディフューザ案内羽根前縁部シュラウド側にて剥離渦が生じているのが分かる。また、進行方向が異なる 2 つの縦渦 A,B が案内羽根近傍シュラウド側に形成されており、縦渦 B は隣接翼の正圧面へと移流している。そのため、この縦渦 B がディフューザ流路シュラウド側の流れを阻害し、ディフューザ流路での損失の要因であることが考えられる。

次に、ベーンレス部における内部流れ場の特徴からディフューザ前縁渦の構造について考える。図 5.2 に時間平均結果に対してベーンレス部において周方向平均を施した半径方向流速分布を示す。測定位置は表に示す 7 箇所(a)~(g)で調査した。また、位置(f)にて測定したディフューザ案内羽根入射角分布をあわせて示す。

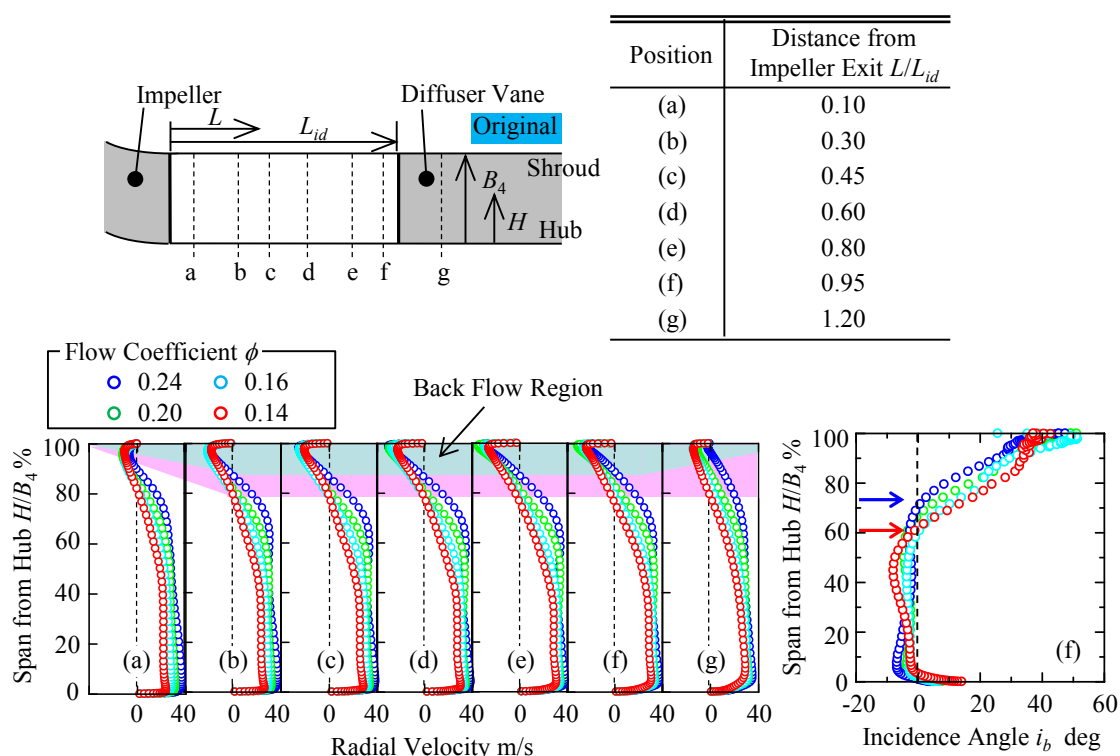


図 5.2 ベーンレス部における半径方向流速および入射角分布

図 5.2 より、設計流量 $\phi = 0.24$ において、羽根車に近い測定位置(a)において初生した逆流領域が、ディフューザ案内羽根に近づくにつれ成長し、最終的にはスパン方向 90%位置まで成長する。この逆流領域はディフューザ内の強い圧力勾配を受け発生しており、定常的にシュラウド側に渦度が集積する。この定常的に生成される渦度の蓄積により、ディフューザ案内羽根前縁部で大規模な渦が形成されると考えられる。さらに、流量が低下すると逆流領域は拡大し、失速点 $\phi = 0.14$ では、スパン方向 80%位置まで逆流領域が及んでいる。つまり、流量低下とともに逆流領域が拡大することにより、ディフューザ案内羽根前縁部で発生するディフューザ前縁渦が拡大し、ディフューザ流路間の主流を阻害することが示唆される。また、ディフューザ案内羽根に対する入射角分布に着目すると、設計点 $\phi = 0.24$

では、ディフューザ案内羽根前縁部においてスパン方向 70%位置を超えると入射角が正へと傾いていることが分かる。入射角が正へと傾くことにより、ディフューザ案内羽根前縁部では剥離渦が生じることが考えられる。また、流量が減少するとともに入射角が正へと傾いている領域は広がり、失速点 $\phi=0.14$ では、スパン方向 60%位置付近まで拡大していることが分かる。

5.1.2 ディフューザ前縁渦の非定常挙動

本節では、前節で調査したディフューザ前縁渦の基本構造を踏まえた上で、ディフューザ前縁渦の非定常挙動がディフューザ内部流れ場に与える影響を調査した。まず設計点 $\phi=0.24$ におけるディフューザ案内羽根間の非定常挙動を可視化した。図 5.3 は図 5.4 に示す左右案内羽根流路間(LP および RP)の案内羽根スロート部を通過する瞬時の流量を断面積で除し求めた速度を羽根車周速で無次元化した速度であり、赤線は左側流路(LP)、青線は右側流路(RP)にそれぞれ対応している。横軸は基準時間 $t=0$ として1翼通過時間 t_{bp} で無次元化した無次元時間を、縦軸は羽根車出口周速で無次元化した無次元速度変動とした。また、図 5.3 に示す無次元時刻(t_{a1} , t_{a2})は図 5.4 に示す時刻と対応している。図 5.4 はディフューザ前縁渦を Q 値の等値面より可視化した結果と、案内羽根負圧壁面の限界流線を示している。また、渦構造は無次元ヘリシティで色付けしている。

図 5.4 に示すディフューザ前縁渦はディフューザ案内羽根負圧面シュラウド側から発生しており、羽根車流路方向に伸びている。 $t^*=t_{a1}$ において、ディフューザ案内羽根負圧壁面の拡大図に着目すると、シュラウド壁面と負圧壁面に足を持つ竜巻状の剥離渦が形成されている。さらに、その竜巻状の剥離渦に加え羽根車からの翼端漏れ渦が案内羽根前縁へと干渉している。また $t^*=t_{a2}$ では、時間経過にともない竜巻状の剥離渦が下流へと流され翼端漏れ渦と干渉し、案内羽根負圧面シュラウド側コーナー部で縦渦を構成していることがわかる。さらに、案内羽根前縁部で新たな前縁剥離が生じている。この結果より、設計運転時においてもディフューザ前縁渦の旋回は羽根車およびディフューザ流路シュラウド側の流れに影響を与えていることが分かる。しかし、ディフューザ前縁渦の規模はあまり変化せず安定しており、図 5.3 から $\phi=0.24$ での速度変動は左右案内羽根翼間にて良い一致を示している。そのため、ディフューザ内部流れ場は安定していると考えられる。

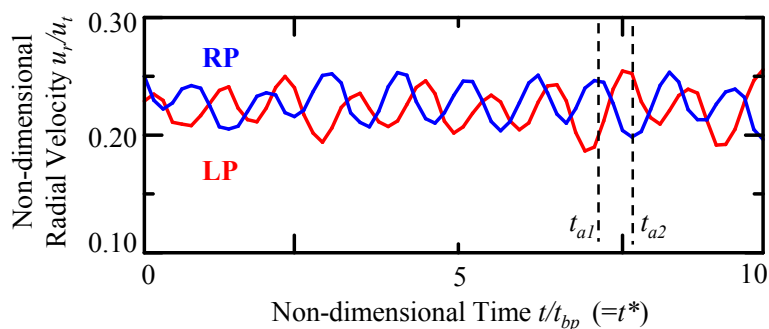


図 5.3 ディフューザ案内羽根スロート部の速度変動($\phi=0.24$)

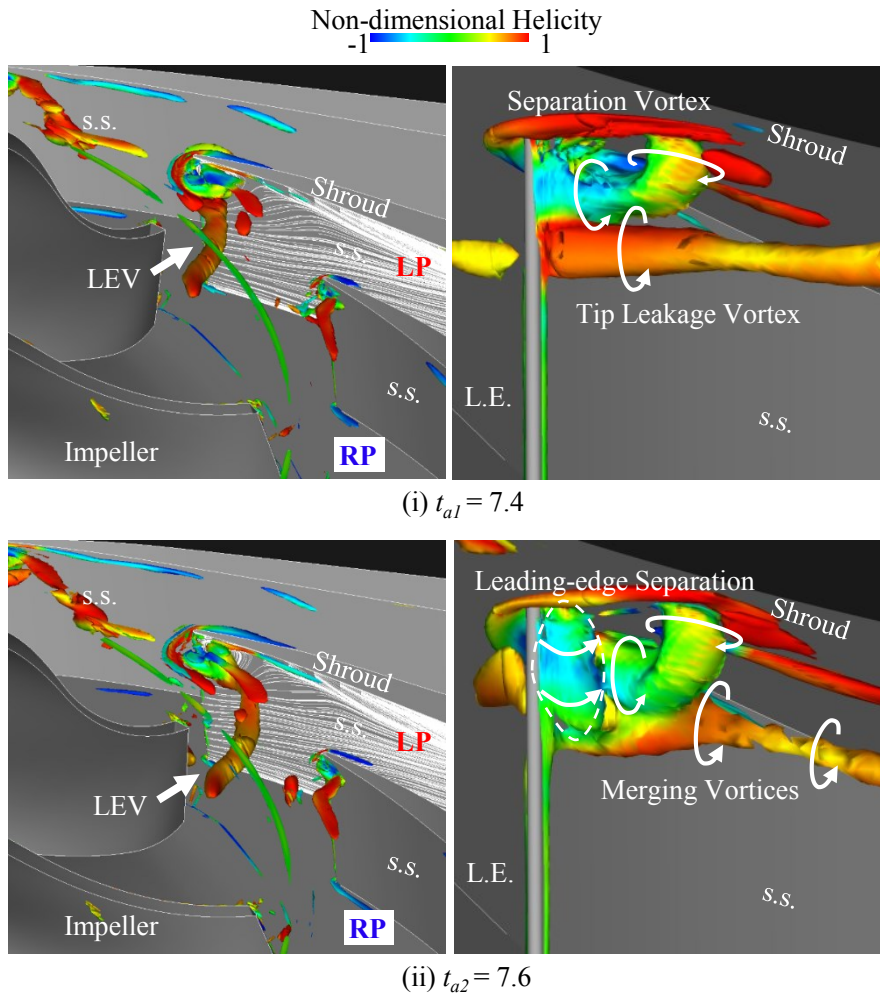


図 5.4 ディフューザ流路間における前縁渦の非定常挙動($\phi = 0.24$)

次に、失速点($\phi = 0.14$)においても同様に、左右案内羽根流路間(LP および RP)の速度変動を図 5.5 に、図 5.6 はディフューザ前縁渦を Q 値の等値面より可視化した結果を示す。さらに、ディフューザ前縁渦の規模の大きさの変化を調査するため、ディフューザ案内羽根負圧面の限界流線を図 5.7 に可視化した。図 5.5 に示す無次元時刻($t_{b1} \sim t_{b5}$)は図 5.6 および図 5.7 に示す時刻と対応している。

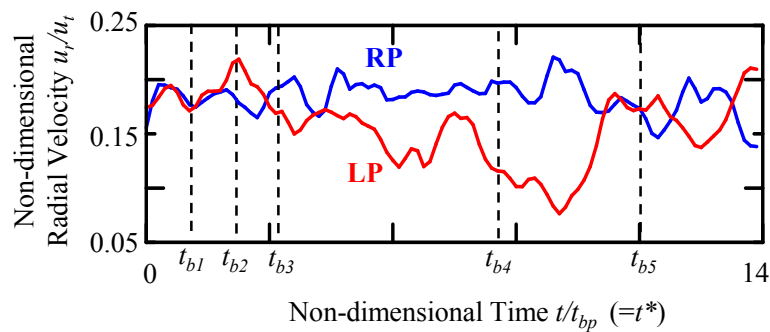


図 5.5 ディフューザ案内羽根スロート部の速度変動($\phi = 0.14$)

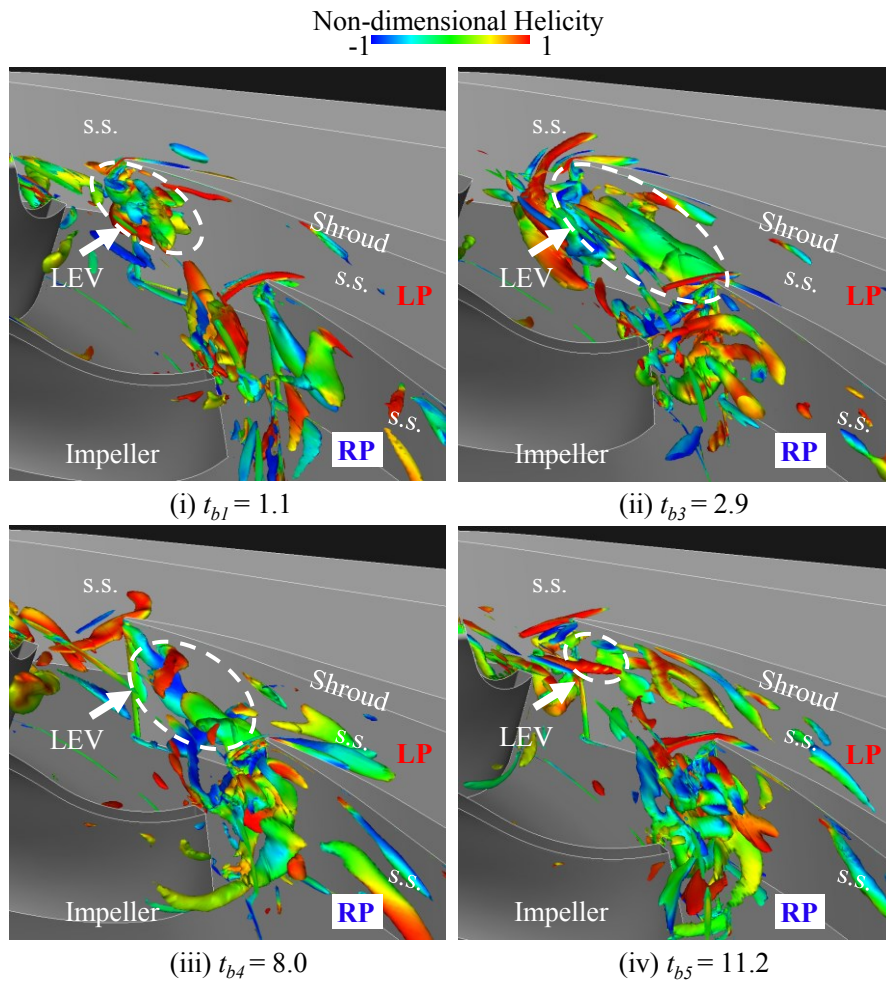


図 5.6 ディフューザ流路間における前縁渦の非定常挙動($\phi = 0.14$)

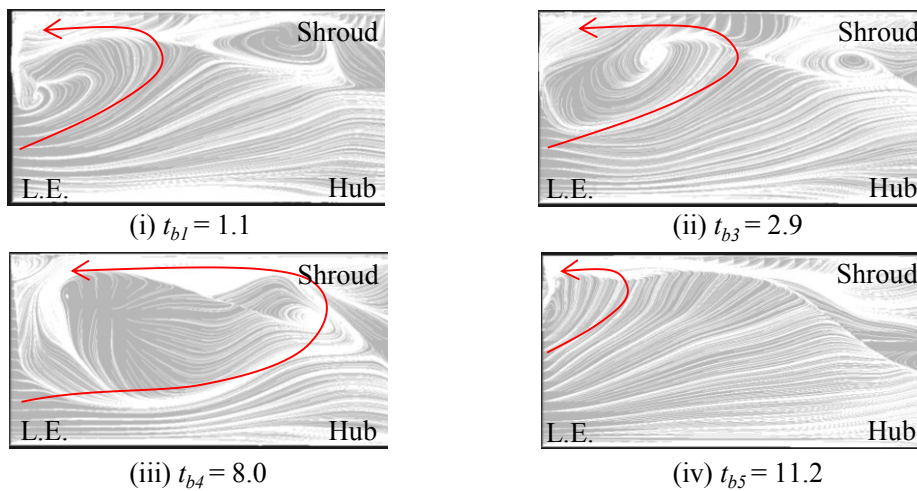


図 5.7 ディフューザ案内羽根負圧壁面の限界流線($\phi = 0.14$)

まず、図 5.5 より、 $\phi = 0.14$ では左右案内羽根間の速度変動は大きく異なっていることが分かる。特に、LP 側は RP 側に比べ、非常に低速となることから、局所的に失速に陥っていると考えられる。図 5.6 のディフューザ前縁渦の可視化結果より、 $t^* = t_{b2}$ に LP 側で発生したディフューザ前縁渦は、 $t^* = t_{b3}$ になるとシュラウド側で大きく成長する。また図 5.7 より、 $t^* = t_{b3}$ においてディフューザ前縁渦は $\phi = 0.24$ に比べて、さらに大きく成長し、ほぼハブ側まで拡大する。ディフューザ案内羽根負圧壁面の拡大図に着目すると、 $\phi = 0.24$ と同様にシュラウド壁面と負圧壁面に足を持つ竜巻状の剥離渦が形成されている。しかし、失速点 $\phi = 0.14$ では設計点とは異なり、時間経過とともに竜巻状の剥離渦と案内羽根負圧面シュラウド側コーナー部で発生する縦渦が大きく拡大し、ディフューザ流路を塞ぐようなブロッキングとなる。その際、翼端漏れ渦はコーナー部での渦と干渉し一つの渦となり拡大する。このことから、ディフューザ前縁渦が拡大し、案内羽根入口の全スパンにわたってブロッキングを形成することが、ディフューザ失速の要因であることが示唆される。また、LP 側の流量が増加するに従い、 $t^* = t_{b4}$ に示すようにディフューザ前縁渦の大きさは縮小しており、さらに RP 側の流量が減少することから、このディフューザ前縁渦の時間的な拡大縮小運動がディフューザ失速の構造と関連があると考えられる。

以上より、ディフューザ前縁渦の非定常挙動がディフューザ失速と密接な関係を持つことがわかった。そこで次章以降では、ディフューザ前縁渦を構成する竜巻状の剥離渦、案内羽根負圧面シュラウド側コーナー部で発生する縦渦の物理的な発生メカニズムを考察する。さらに、ディフューザ前縁渦の拡大と翼端漏れ渦との関係性についても考察する。

5.2 ディフューザ前縁渦の発生メカニズム

前節までに、ディフューザ前縁渦は竜巻状の剥離渦、案内羽根負圧面シュラウド側コーナー部で発生する縦渦により構成されることがわかった。本節では、ディフューザ前縁渦を構成する渦群の発生メカニズムを調査する。さらに、ディフューザ前縁渦の形成に支配的な役割を示している竜巻状の剥離渦について、羽根車吐出流の変動と竜巻状の剥離渦の非定常挙動との関係性を調査した。

5.2.1 ディフューザ前縁渦の挙動と発生メカニズム

図 5.4, 5.6 に示したように、渦の規模に差はあるものの、設計点および失速点に関わらず、ディフューザ前縁渦は案内羽根前縁部で生じる竜巻状の剥離渦と案内羽根シュラウド側コーナー部で形成される縦渦から構成されることを示した。そこで、ディフューザ前縁渦の非定常挙動が隣接翼に与える影響について考察する。旋回失速の発生メカニズムとして大きな渦変動が隣接翼に干渉し旋回していくことが知られているため、ディフューザ前縁渦の隣接翼への干渉およびその影響を調査することは、本圧縮機で発生するディフューザ失速の構造の理解に繋がる。図 5.8 に失速点 ($\phi = 0.14$) においてディフューザ案内羽根翼間入口断面を通過する瞬時の流量に対し、断面積で除し求めた速度を羽根車周速で無次元化した速度変動を示す。赤点線で示しているのが解析時の流量係数 $\phi_{stall} = 0.14$ の位置である。

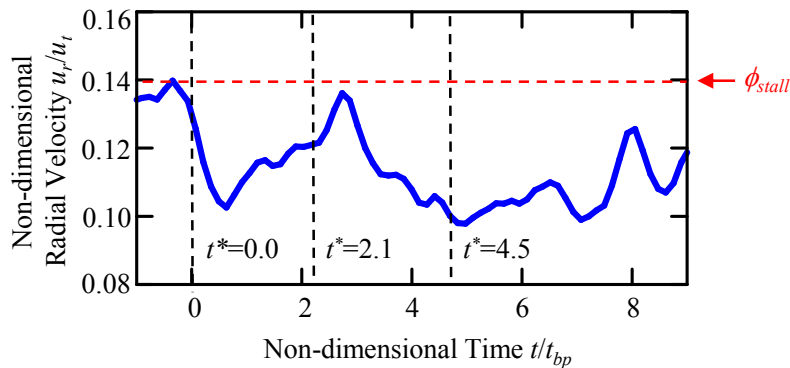


図 5.8 ディフューザ案内羽根入口断面の速度変動($\phi = 0.14$)

さらに、図 5.8 に示した無次元時刻 $t^* = 0.0, 2.1, 4.5$ におけるディフューザ案内羽根翼間の渦構造を図 5.9 に示す。渦構造は Critical Point 法にて同定した渦芯により可視化し、無次元ヘリシティにて色付けをしている。

図 5.8 より、速度変動を測定したディフューザ流路では、無次元時刻 $t^* = 0.0 \sim 8.0$ において運転条件である $\phi_{stall} = 0.14$ に対して流量が非常に低い値となっている。5.1.2 節より、ディフューザ流路での流量が低下する要因がディフューザ前縁渦の拡大であることを明らかにした。そこで、図 5.9 に示す $t^* = 0.0 \sim 8.0$ での Critical Point 法にて同定した渦芯の可視化結果より、ディフューザ前縁渦が拡大し流量を低下させる際の、詳細な渦構造を明らかにする。図 5.9 より、無次元時刻 $t^* = 0.0$ では、ディフューザ案内羽根前縁部シュラウド側に翼負圧面とケーシング壁面に足を持つ竜巻状の剥離渦が生じているのがわかる。この竜巻状の剥離渦の形成は、シュラウド側での入射角の傾きが要因であると考えられる。さらに、無次元時刻 $t^* = 2.1$ では、竜巻状の剥離渦が成長し下流へと流され、ディフューザ案内羽根負圧面シュラウド側コーナー部で縦渦が発生している。この縦渦は図 5.1 に示すように、隣接翼へと伸びていく縦渦と負圧面に足を持つ縦渦により構成される。最終的に無次元時刻 $t^* = 4.5$ では、 $t^* = 2.1$ で発生したコーナー部での縦渦が隣接翼前縁部に干渉し、隣接翼前縁部からスロート部に伸びる渦を形成する。このスロート部に伸びる渦はディフューザ流路での流れを妨げるブロックageとなり、図 5.8 より無次元時刻 $t^* = 4.5$ では流量が著しく低下している。さらに、このスロート部でのブロックageはディフューザ流路シュラウド側での逆流を誘起することで、隣接翼に対する入射角を正へと傾ける。この入射角の傾きが隣接翼へのさらなる剥離を促すと考えられる。また、ディフューザ案内羽根前縁部では新たな竜巻状の剥離渦とコーナー部での縦渦の形成が認められる。

次に、竜巻状の剥離渦およびコーナー部での縦渦からなるディフューザ前縁渦の発生構造の理解を深めるために、失速点 $\phi = 0.14$ の時間平均結果より可視化したディフューザ案内羽根負圧面およびケーシング壁面での静圧分布を図 5.10 に示す。図 5.10 に示すディフューザ案内羽根負圧面およびケーシング壁面での白いベクトルは圧力勾配ベクトルを表している。さらに、図 5.11 に失速点 $\phi = 0.14$ でのディフューザ案内羽根負圧面での限界流線を示す。

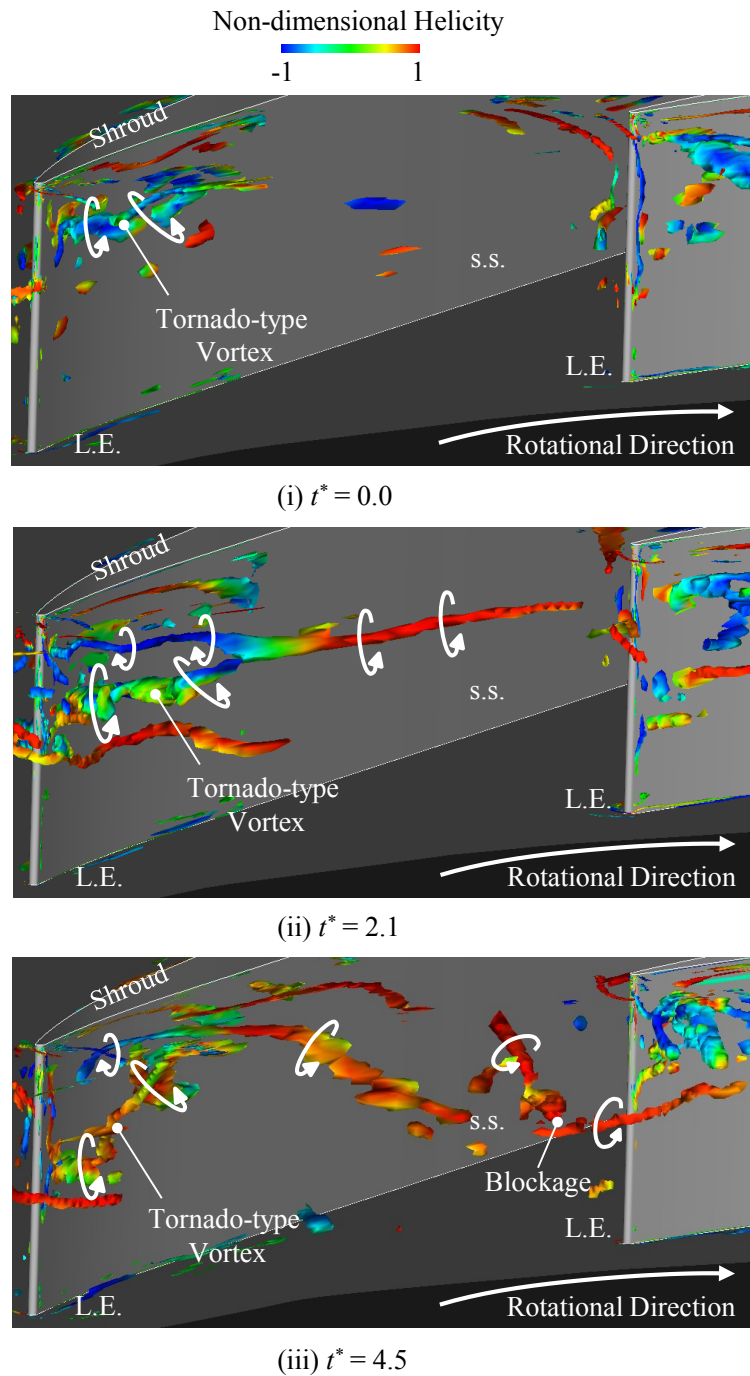
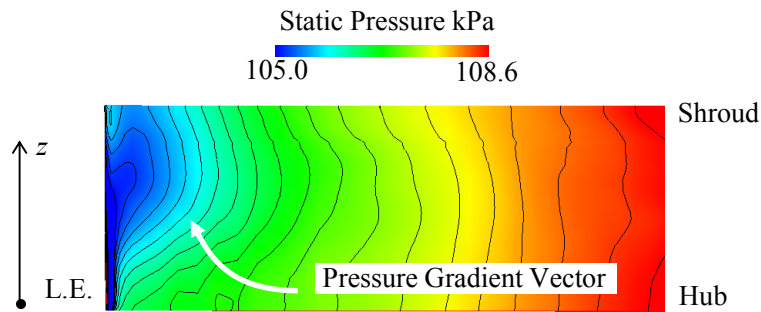
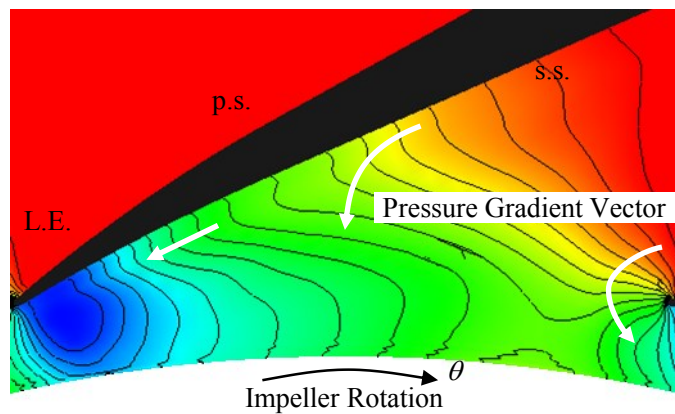


図 5.9 Critical Point 法により可視化した前縁渦の非定常挙動($\phi = 0.14$)

図 5.10(i)より，ディフューザ案内羽根前縁部において，負圧壁面においてハブ側からミッドスパン側へと向かう軸方向の圧力勾配が強くなっている．これは，竜巻型の剥離渦が案内羽根負圧面シュラウド側において低圧領域を形成するためである．さらに，図 5.11 の案内羽根負圧壁面限界流線の結果より，ディフューザ案内羽根の前縁部に竜巻型の渦の足による focus point が確認できる．また，ディフューザ案内羽根前縁部の軸方向の圧力勾配のた



(i) Suction Surface



(ii) Shroud Surface

図 5.10 ディフューザ案内羽根負圧面およびケーシング壁面の静圧分布($\phi = 0.14$)

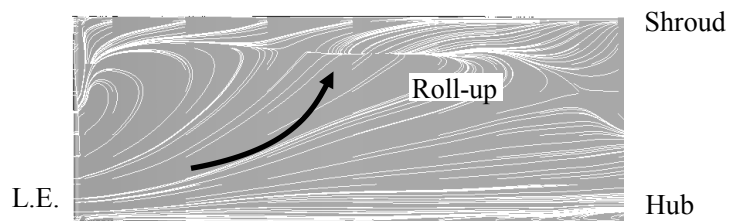


図 5.11 ディフューザ案内羽根負圧面の限界流線($\phi = 0.14$)

め負圧面の限界流線はハブ側からシュラウド側へと巻き上がっている。図 5.10(ii)に示すように、ケーシング壁面の周方向の圧力勾配の向きは負圧面前縁付近において主流方向に対して逆向きである。これは、図 5.10(i)の場合と同様に竜巻型の剥離渦による低圧領域が形成されるためである。また、ディフューザ流路での圧力回復によって、スロート部での圧力勾配は羽根車出口方向および隣接翼の前縁部の方向へと向いている。

以上の結果を踏まえて、ディフューザ前縁渦の発生メカニズムを図 5.12 にまとめる。図 5.12 はディフューザ前縁渦の詳細な構造および羽根車吐出流の速度分布を模式図として示している。図 5.12 に示す赤い矢印は圧力勾配ベクトルを表している。ディフューザ流路内で発生する非定常渦の挙動 (Process I) は、時間経過とともに(I-a)~(I-c)までの3点で要約することができる。以下に(I-a)~(I-c)について述べる。

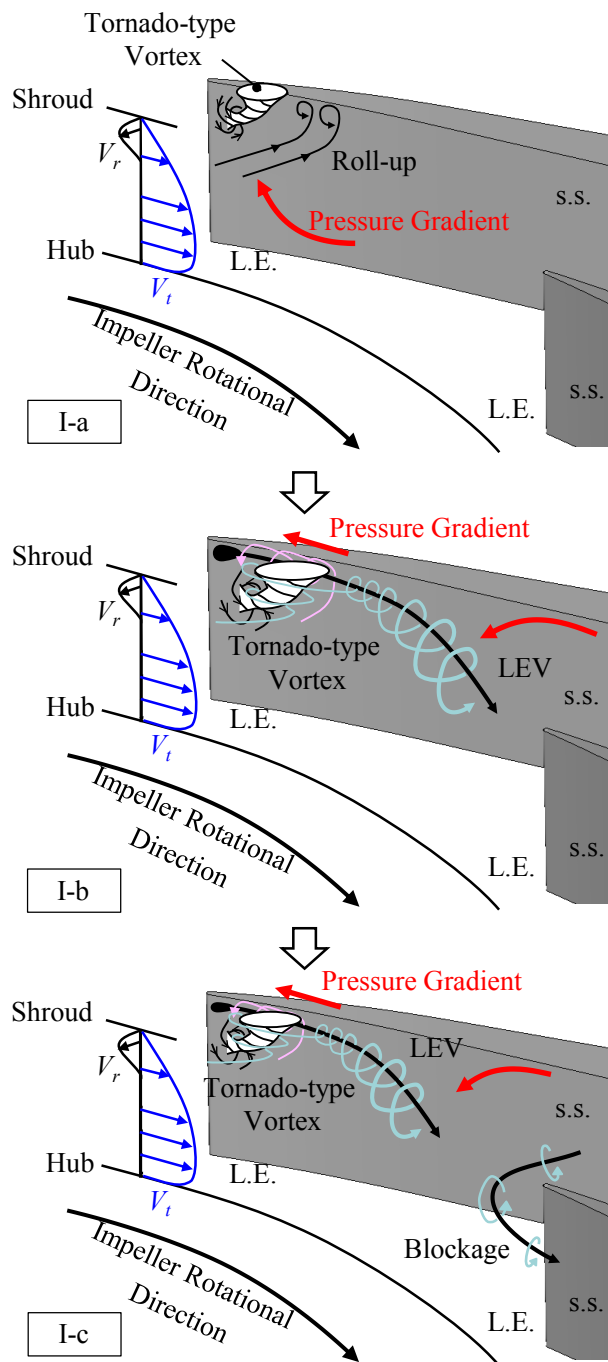


図 5.12 ディフューザ前縁渦の発生メカニズム

(I-a) まず、ディフューザ案内羽根シュラウド側での正の入射角により、竜巻状の剥離渦が案内羽根前縁部で生成される。ディフューザ案内羽根負圧面近傍の流れはハブ側からシュラウド側へと巻き上がる。これは、竜巻型の剥離渦の低圧力領域によって誘起される負圧面での圧力勾配の影響である。

(I-b) 負圧面近傍で巻き上がった流れは負圧面とケーシング壁面でのコーナー部で縦渦を形成する。この縦渦はディフューザ前縁渦を構成する主要な渦であり、スロート部における逆圧力勾配により隣接翼の前縁側へと流される。一方で、竜巻型の剥離渦が形成する低圧力領域がケーシング壁面での周方向の強い圧力勾配を誘起し、負圧面を巻き上がった流れの片側は、渦を形成しながら案内羽根前縁へと流される。つまり、コーナー部での縦渦は竜巻型の剥離渦が形成されることにより、誘起される二次流れによって発生した副次的な渦である。この縦渦は進行方向が2分され、それぞれ回転方向が逆になっていることから、馬蹄形渦に良く似た渦構造を持っている。さらに、この縦渦と竜巻型の剥離渦が干渉し拡大することにより、ディフューザ流路内で大きなブロッキングを形成する。

(I-c) 最終的に大きく拡大したディフューザ前縁渦が隣接翼の前縁に干渉することにより、ディフューザ流路のシュラウド側スロート部で渦が留まることで、流路を塞ぐブロッキングとなる。このスロート部で留まる渦がディフューザ流路シュラウド側での逆流を誘起し、隣接翼への入射角を増大させる。これにより、隣接翼でさらなる剥離が促されると考えられる。

以上のディフューザ前縁渦の挙動としてまとめた Process(I-a)~(I-c)は、ディフューザ失速の構造を理解する上で非常に重要となる。詳しくは6章にて述べる。

また、ディフューザ案内羽根翼間での二次流れや渦構造を実験と比較するため、図 5.13 にディフューザ案内羽根負圧壁面およびケーシング壁面近傍の流れを油膜法・限界流線により可視化した結果を示す。油膜法の結果にはベクトルおよび流線を付記しており、解析結果は瞬時の流れ場の結果($t_c^* = 4.5$)であり、渦構造も合わせて可視化している。

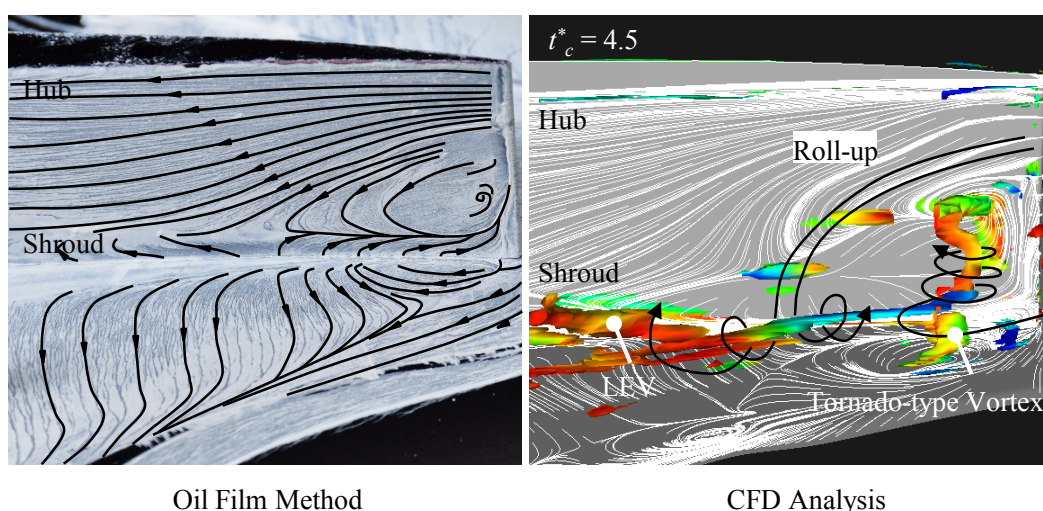


図 5.13 ディフューザ案内羽根負圧面およびケーシング壁面の二次流れ($\phi = 0.14$)

図 5.13 の可視化結果より，図 4.3，4.4 の結果と同様に，シュラウド壁面近傍において案内羽根前縁から羽根車出口へと向かう逆流領域が存在している．さらに，案内羽根負圧壁面前縁部およびケーシング壁面に，竜巻型の渦の足が確認できる．また，案内羽根負圧壁面近傍ではハブ側からシュラウド側に向かう二次流れが生じており，この二次流れが案内羽根負圧面とケーシング壁面でのコーナー部で巻き上がることで縦渦が形成される．油膜法による結果は解析により得られた結果と定性的に一致しており，解析により得られたディフューザ内部での二次流れや渦構造は妥当性があると考えられる．

5.2.2 ディフューザ前縁渦を構成する竜巻型の剥離渦の形成メカニズム

5.2.1 節で述べたように，ディフューザ前縁渦を構成する渦群の中で竜巻型の剥離渦が初期段階で形成されるものであり，その後のディフューザ前縁渦の拡大に大きく影響を与えていることがわかった．軸流機では失速と竜巻型の剥離渦の関係性については多くの報告があり，例えば Pullan ら[44]は軸流圧縮機の動翼に発生する Spike 型の失速初生は動翼前縁部チップ側で発生する竜巻型の渦であることを明らかにし，竜巻型の剥離渦の発生メカニズムを明確にしている．また遠心機では，Everitt ら[46]は，羽根付きディフューザを有する遠心圧縮機の Spike 型の失速初生の要因は，ディフューザ案内羽根前縁部シュラウド側で発生する剥離渦による隣接翼への渦度の旋回であると述べた．しかし，Everitt らが行った数値解析の領域はディフューザ案内羽根流路間に限定したもので，Spike 型の擾乱を人為的に圧力変動として与えたものである．Everitt らによると，Spike 型の擾乱の発生要因として，羽根車吐出流のシュラウド側での定常的な逆流が主要因として述べられているが，前節でも述べたように竜巻型の剥離渦は羽根車吐出流分布の変動とともに拡大，消滅および生成を繰り返している．羽根車吐出流の変動と竜巻型の剥離渦の形成メカニズムについては全く解明されていない．そこで本節では，ディフューザ失速の発生要因として重要な役割を果たしていると考えられる竜巻型の剥離渦に焦点を絞り，羽根車吐出流の変動によりディフューザ案内羽根前縁部に発生する竜巻型の剥離渦の挙動を調査した．

まず羽根車吐出流の特性を調査するために，羽根車より 3mm 下流の流路断面でディフューザ案内羽根に対する流入角分布を求めた．この結果は羽根車 1 回転分($14t_{bp}$)を時間平均して得られた分布となっている．図 5.14 は設計点である $\phi = 0.24$ の結果，図 5.15 は失速点の $\phi = 0.14$ の結果を示している．各コンター図において MB および SB はそれぞれ長羽根，短羽根を示し，コンター図に対して下のグラフはハブ壁面から各 20，50，80%のスパン位置における流出角分布を示している．また，長羽根から短羽根間を I_R ，短羽根から長羽根間を I_L とする．横軸は羽根車 1 翼間の周方向の角度で無次元化した無次元角度となっている．23.1deg はディフューザ案内羽根の取り付け角である．

図 5.14 および図 5.15 の流出角分布より，どちらの流量係数でもシュラウド側に対してハブ側で流入角が大きい値を示している．また，正圧面側は負圧面側に比べ，流入角は大きな値となっている．各スパン位置における流入角分布を見ると，設計点である $\phi = 0.24$ では，ハブ側およびミッドスパンでの流入角はディフューザ案内羽根取り付け角である 23.1deg 付

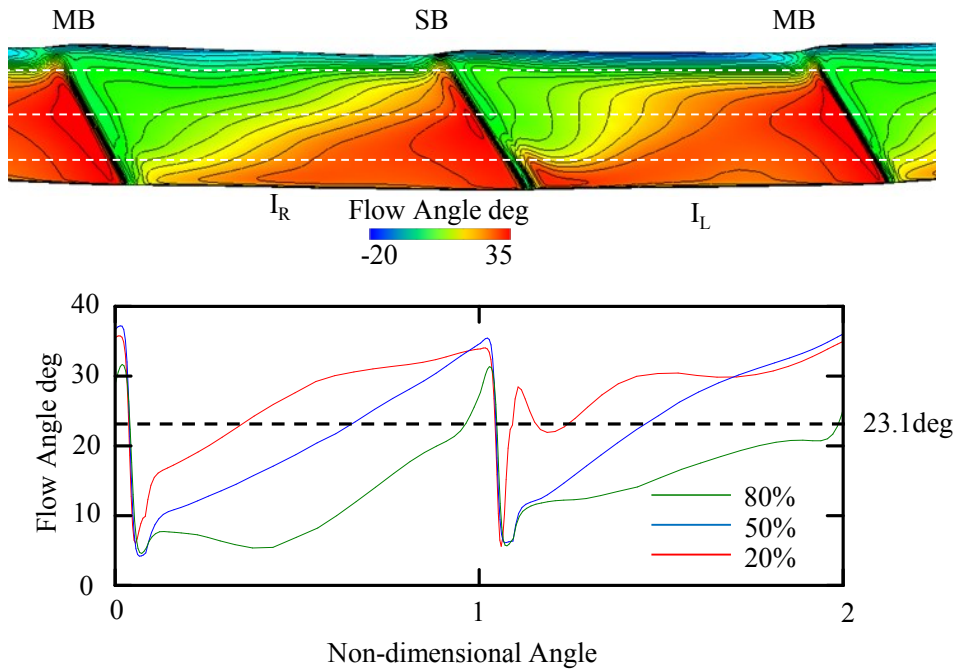


図 5.14 ディフューザ案内羽根に対する流入角分布($\phi=0.24$)

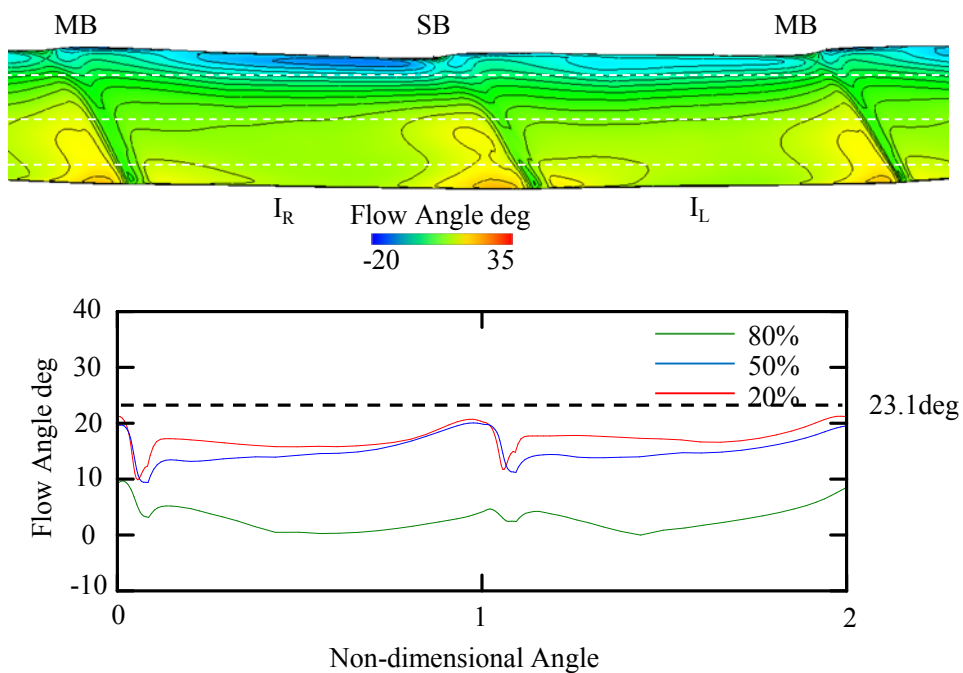


図 5.15 ディフューザ案内羽根に対する流入角分布($\phi=0.14$)

近を変動しており、ディフューザ案内羽根に対して適切な流入角で流入していると考えられる。しかし、シュラウド側ではディフューザ取り付け角に対して、全体で低い値で変動しており、常にディフューザ案内羽根負圧面へと流れが傾いていると考えられる。さらに、失速点の $\phi=0.14$ では、ハブ側からシュラウド側までディフューザ取り付け角より流入角が

低い値を示している。つまり、このディフューザ案内羽根負圧面への流れの傾きが、ディフューザ案内羽根負圧面側で非定常渦を形成する要因である。

次に、竜巻型の渦の形成と入射角の変動の関係について調査するため、設計点 $\phi = 0.24$ における無次元時刻 $t^* = 0.0 \sim 10.0$ での入射角変動分布およびケーシング壁面圧力変動分布を図 5.16 に示す。図 5.16 に示すように、入射角は案内羽根前縁から 3mm 上流で測定し、ケーシング壁面圧力は負圧面前縁から 3mm 離れた箇所で測定した。また、図 5.16 に示した(a)~(j)までの無次元時刻計 10 点におけるケーシング壁面圧力分布に限界流線を合わせて可視化した結果を図 5.17 に示す。(a)~(j)までの無次元時刻は、ほぼ等間隔に定めており翼通過の周期と同等の時間間隔である。

図 5.16 の入射角分布より、図 5.14 に示すようにハブ側、ミッドスパンでの入射角は 0deg 付近を変動していることが分かる。この変動は羽根車からの後流の通過に起因するものであり、周期的なものであることが分かる。(a)~(j)までの無次元時刻は、羽根車からの後流が通過した時刻と対応している。しかし、シュラウド側での入射角変動はハブ側、ミッドスパンに比べると高い値を示しており、周期的な変動に加え、その他の変動成分も確認できる。これは前述したように、シュラウド側では羽根車から放出される後流の影響に加え、翼端漏れ渦の通過による変動も加わるためであると考えられる。また案内羽根前縁負圧面近傍におけるケーシング壁面圧力変動に関しても同様に、シュラウド側の入射角変動と同様の傾向を示している。図 5.17 の無次元時刻(a)~(j)におけるケーシング壁面圧力分布を見る

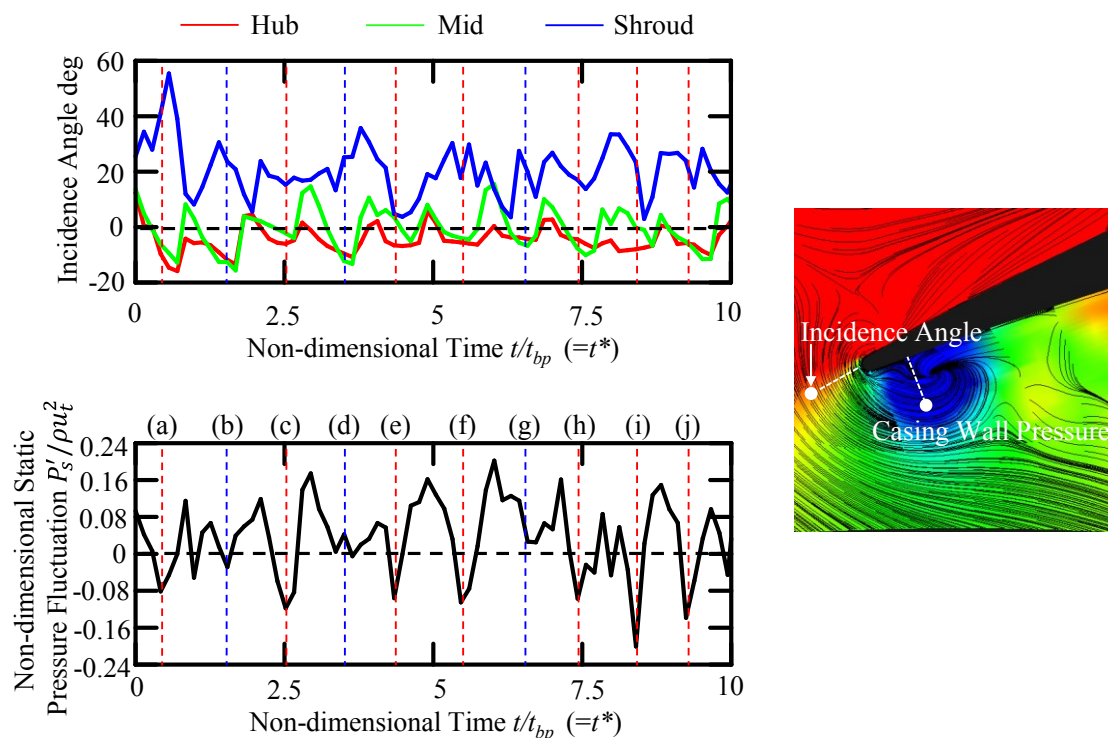


図 5.16 ディフューザ案内羽根前縁近傍の入射角およびケーシング壁面圧力分布($\phi = 0.24$)

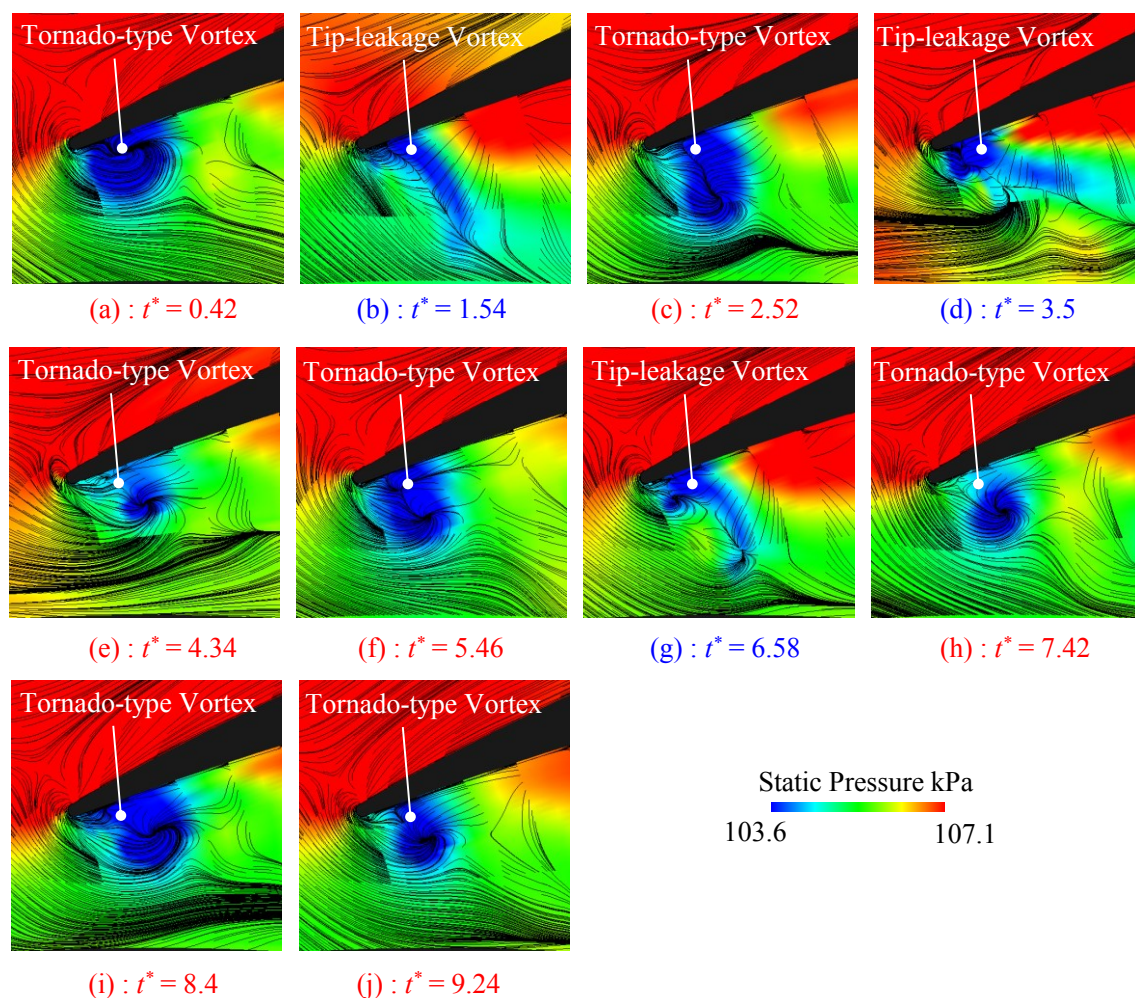


図 5.17 ディフューザ案内羽根前縁近傍のケーシング壁面圧力分布($\phi = 0.24$)

と、赤字で示す無次元時刻では竜巻型の剥離渦に起因する圧力が低い青い円形の領域が確認できる。これは、シュラウド側で入射角が正に傾くことで、負圧面側に剥離が生じているためであり、羽根車通過による周期的な入射角の変動が竜巻型の渦の形成に影響を与えていると考えられる。一方、青字で示す無次元時刻では、羽根車からの翼端漏れ渦の軌跡に沿った青い低圧領域が確認できる。

さらに、無次元時刻(b), (c)におけるディフューザ案内羽根負圧面近傍の渦構造を Q 値の等値面より可視化した結果を図 5.18 に示す。まず、無次元時刻(c)における渦構造に着目すると、図 5.17 に示したように、ディフューザ案内羽根負圧面近傍に竜巻型の剥離渦の形成が確認できる。一方、無次元時刻(b)における渦構造を見ると、ディフューザ案内羽根前縁部に翼端漏れ渦に起因する縦渦が干渉している。さらに、ディフューザ案内羽根前縁近傍に小規模であるが剥離渦の形成も合わせて確認でき、図 5.4 に示したような翼端漏れ渦と前縁剥離渦との干渉が生じていると考えられる。

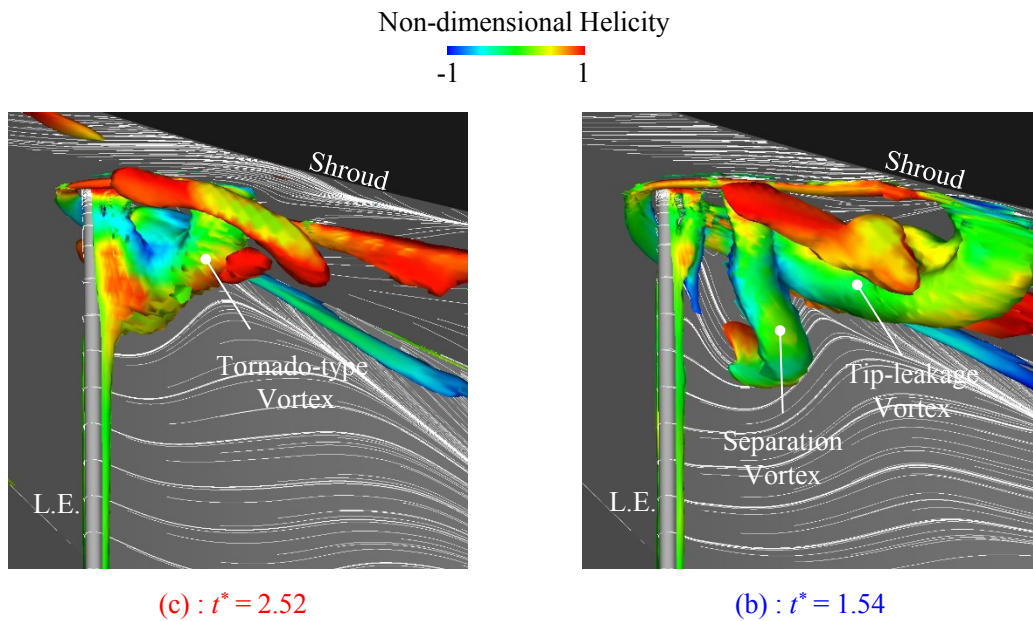


図 5.18 ディフューザ案内羽根前縁近傍の渦構造($\phi = 0.24$)

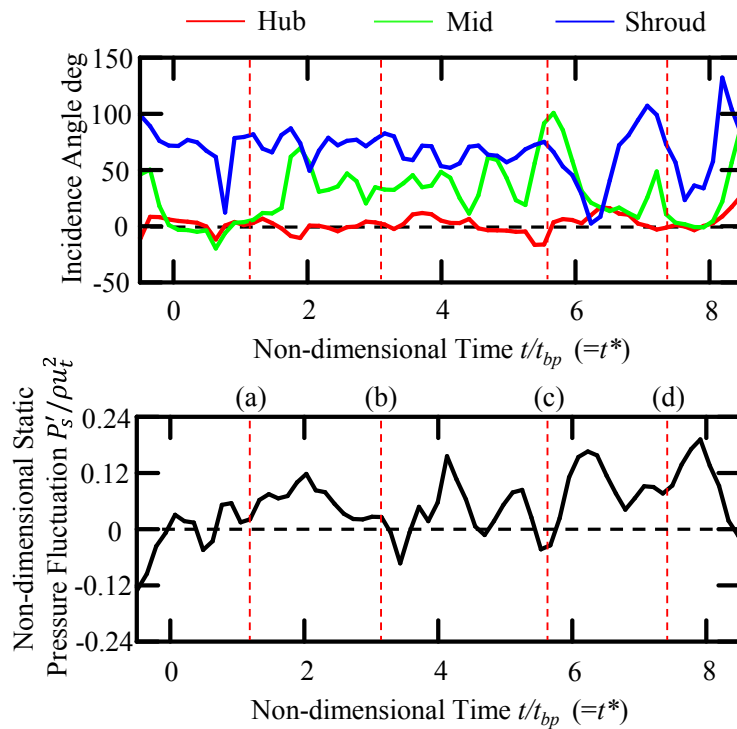


図 5.19 ディフューザ案内羽根前縁近傍の入射角およびケーシング壁面圧力分布($\phi = 0.14$)

さらに、失速点 $\phi = 0.14$ における無次元時刻 $t^* = 0.0 \sim 8.0$ での入射角変動分布およびケーシング壁面圧力変動分布を図 5.19 に示す。入射角およびケーシング壁面圧力の測定箇所は、

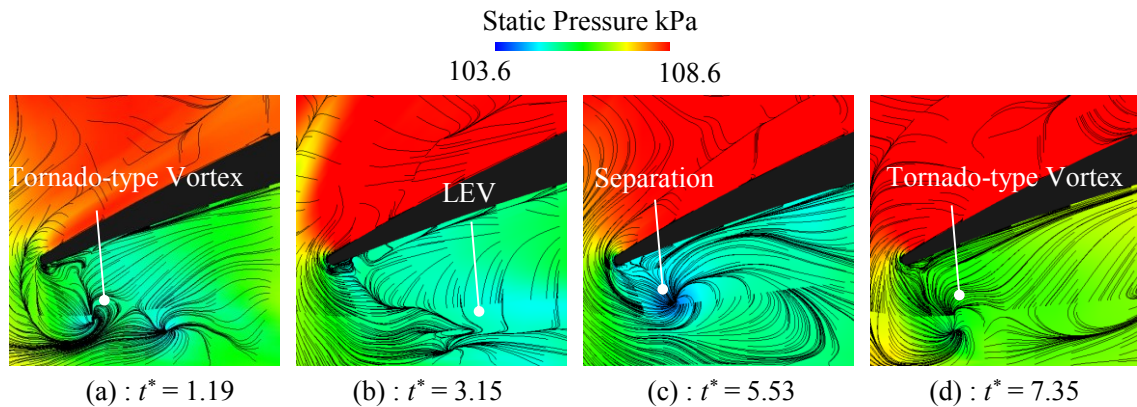


図 5.20 ディフューザ案内羽根前縁近傍のケーシング壁面圧力分布($\phi = 0.14$)

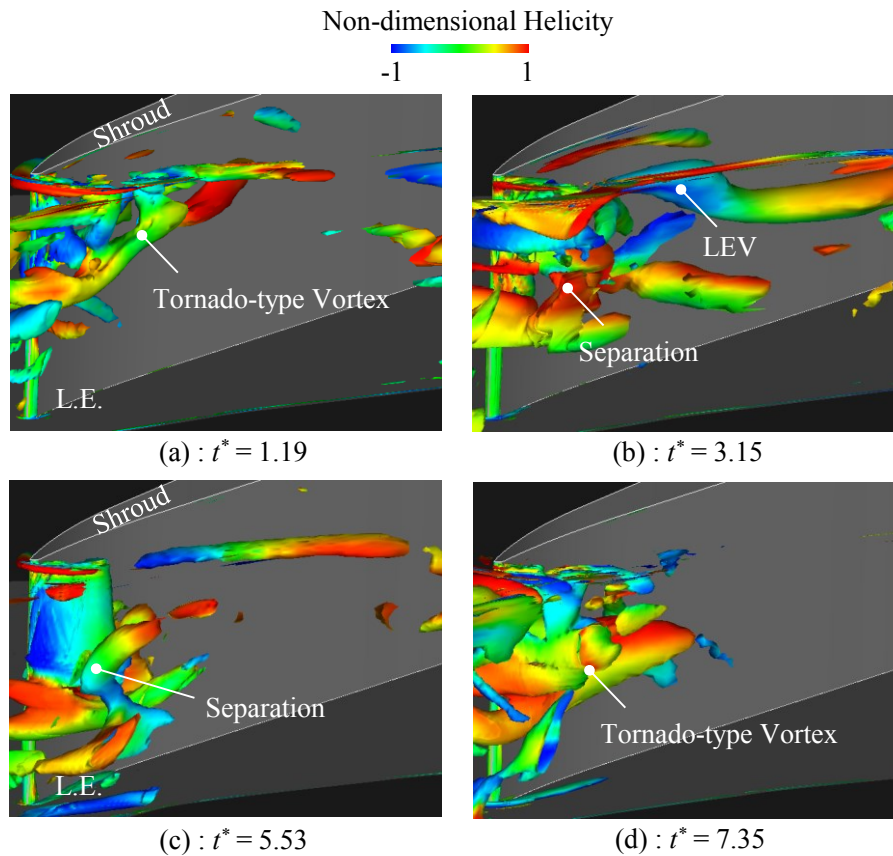


図 5.21 ディフューザ案内羽根前縁近傍の渦構造($\phi = 0.14$)

図 5.16 と同じである。また、図 5.16 に示した(a)~(d)までの無次元時刻計 4 点におけるケーシング壁面圧力分布に限界流線を合わせて可視化した結果を図 5.20 に示す。無次元時刻(a)~(d)におけるディフューザ案内羽根負圧面近傍の渦構造を Q 値の等値面より可視化した結果を図 5.21 に示す。

図 5.19 の入射角変動分布より、設計点の場合と異なりハブ側でのみ 0deg 付近で入射角は周期的な変動を示している。ミッドスパン、シュラウド側では、入射角は基本的に正の値

を示していることが分かる。シュラウド側での入射角は特に大きい値であり、このミッドスパンからシュラウドに至るまでの案内羽根に対する入射角の正への傾きが、ディフューザ案内羽根前縁近傍の大規模な渦構造の生成要因であると考えられる。図 5.20 のケーシング壁面圧力分布より、設計点とは異なり竜巻型の剥離渦に起因する低圧力領域が周期的に生成されておらず、コーナー部での前縁渦の生成や小規模な剥離の生成などが見受けられる。図 5.21 から、竜巻型の渦の生成(a)からコーナー部での前縁渦が誘起された(b)後に、新たに前縁剥離が生成され(c)、竜巻型の渦が発生する(d)という大きな周期を持つ渦構造の過渡特性が示された。

以上より、竜巻型の渦の形成に羽根車吐出流の影響、つまり入射角変動による影響が重要な役割を果たしていることが分かる。しかし、ディフューザ案内羽根前縁の渦の形成に影響を与える入射角変動は、上述したように羽根車からの後流によるものと翼端漏れ渦によるものの 2 種類が挙げられる。竜巻型の渦の形成に焦点を絞るためには、翼端漏れ渦の影響を排除し、羽根車後流の影響のみを考慮した分布を入口境界に設けたディフューザ領域単体の簡易化した解析を行う必要性が挙げられる。特に、失速点での大きな周期を持つ渦構造の非定常挙動が、羽根車通過による入射角変動の影響のみで生み出されるのかについて調査することは、ディフューザ失速初生のメカニズムの理解に繋がると考える。今後の研究の課題としたい。

5.2.3 翼端漏れ渦がディフューザ前縁渦に与える影響

図 5.4 および図 5.6 に示したように、羽根車からの翼端漏れ渦がディフューザ前縁渦の拡大に寄与していることが示唆された。そこで、羽根車に翼端隙間がない場合の解析を行うことで、漏れ渦がディフューザ前縁渦の成長に与える影響を調査した。図 5.22 に設計点 $\phi=0.24$ における翼端隙間を考慮した場合および翼端隙間がない場合における羽根車後縁の渦構造の可視化結果を示す。図 5.22(i)は翼端隙間を考慮した解析結果、図(ii)は翼端隙間がない場合の解析結果となっている。

図 5.22(i)より、羽根車翼端隙間からの翼端漏れ渦がディフューザ案内羽根前縁部に衝突し、竜巻型の渦と干渉している様子が確認できる。一方、図 5.22(ii)では、翼端隙間がないにも関わらず、羽根車後縁から伸びる縦渦がディフューザ案内羽根前縁部へと干渉していることが分かる。これは、羽根車後縁圧力面側に生成されたコーナー渦によるものである。このように、翼端隙間がない場合においても、翼端漏れ渦に相当する二次流れ渦が竜巻型の渦と干渉することが考えられる。前節でも述べたように、ディフューザ前縁渦の拡大の主要因は、正へと傾く入射角の変動による竜巻型の剥離渦の成長とそれに付随するコーナー部の縦渦の生成である。このことを考慮すると、翼端隙間の有無に関わらず羽根車から放出される渦により、シュラウド側でディフューザ案内羽根に対する入射角を著しく変動させ、定常的に渦度を供給するという点では、ディフューザ前縁渦の拡大に与える影響は同じである。

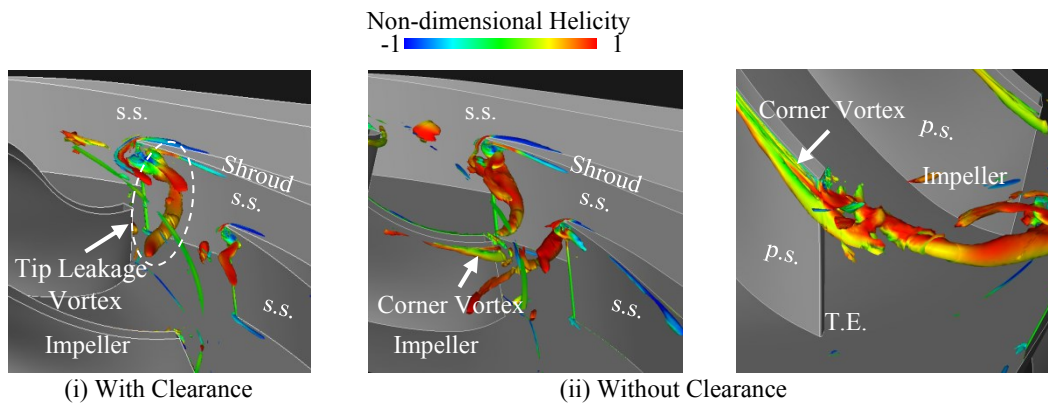


図 5.22 翼端隙間の有無による羽根車後縁の渦構造の違い($\phi = 0.24$)

翼端隙間の有無に関わらずディフューザ前縁渦に与える影響に変化がないことを確認するために、図 5.23 に $\phi = 0.24, 0.14$ における翼端隙間を考慮した場合および翼端隙間がない場合におけるディフューザ案内羽根負圧面での限界流線の可視化結果を示す。また、 $\phi = 0.14$ での翼端隙間の有無による羽根車吐出流の半径方向流速分布およびディフューザ案内羽根の入射角分布の比較を図 5.24 に示す。図 5.24 の計算面は図 5.2 に示す通りである。

図 5.23 より、設計点および失速点において、羽根車翼端隙間の有無によるディフューザ前縁渦の形状、規模の大きさに有意な差は生じていない。どちらの場合においても、ディフューザ前縁渦は流量低下と共に大きく成長している。また、図 5.24 に着目すると、羽根車吐出流の半径方向流速分布に翼端隙間の有無による大きな違いは認められない。つまり、翼端隙間の有無に依らず、羽根車吐出流によるシュラウド側に定在する渦度がディフューザ案内羽根前縁部に発生する渦を成長させると考えられる。また、入射角分布を見るとど

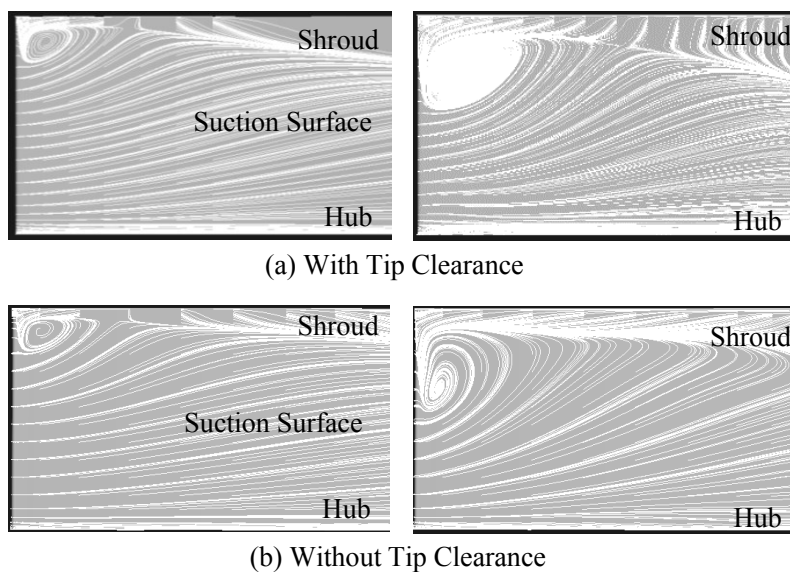


図 5.23 翼端隙間の有無の違いによるディフューザ案内羽根負圧面の限界流線の比較

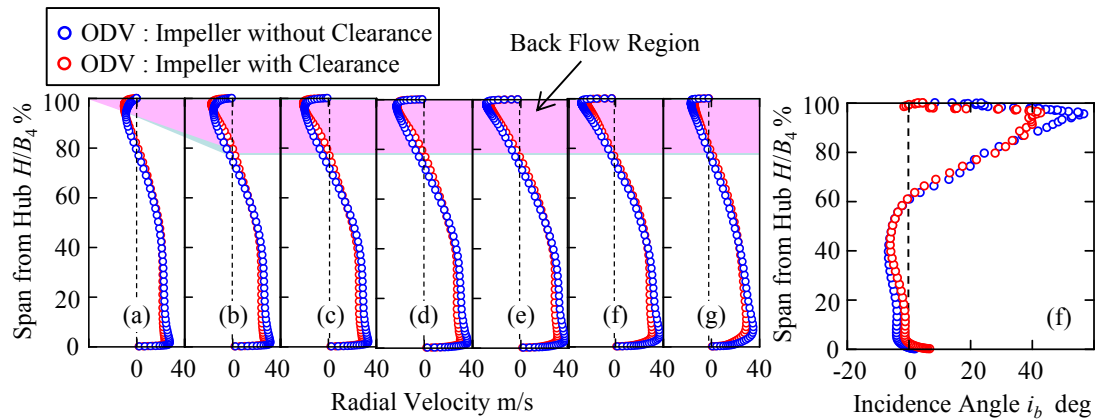


図 5.24 翼端隙間の有無による半径方向流速および入射角分布の違い($\phi = 0.14$)

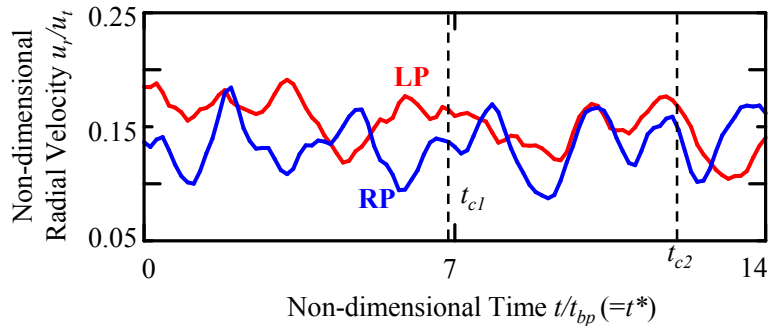


図 5.25 翼端隙間が無い場合のディフューザ案内羽根スロート部の速度変動($\phi = 0.14$)

ちらの場合においても、ミッドスパンからシュラウド側にかけて入射角が正へと傾いており、ディフューザ案内羽根前縁部にて竜巻型の剥離渦の発生を促している。

さらに、翼端隙間がない場合にてディフューザ前縁渦の非定常挙動を調査した。図 5.26 は $\phi = 0.14$ におけるディフューザ前縁渦を速度勾配テンソルの第 2 不変量の等値面により可視化を行った結果とディフューザ案内羽根負圧面近傍の限界流線を示している。図 5.25 は図 5.5 と同様、左右案内羽根流路における無次元速度変動を示している。また、図 5.26 の無次元時刻(t_{c1} , t_{c2})は図 5.25 に示す時刻と対応している。

図 5.25 より翼端隙間が無い場合の解析では、左右案内羽根翼間において速度変動の大きな差異は見られず、運転条件である $\phi = 0.14$ 付近で安定している。しかし、図 5.26 に着目すると、ディフューザ案内羽根前縁部に竜巻型の剥離渦やディフューザ流路に伸びる縦渦構造が確認できる。つまり、翼端隙間がない場合においても、ディフューザ前縁渦の発生構造に変化は無く、ディフューザ前縁渦の時間的な拡大および縮小現象の発生が考えられる。

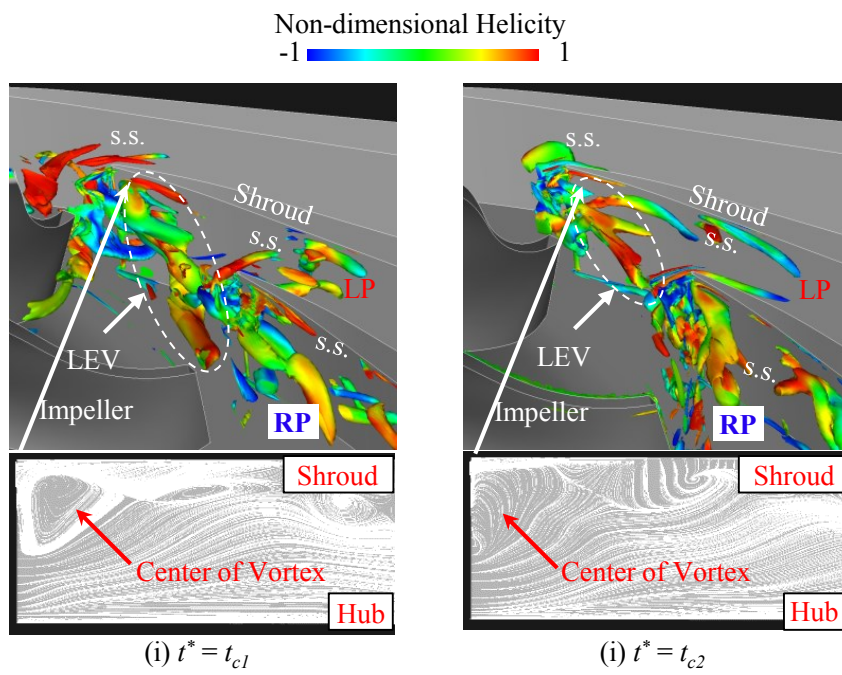


図 5.26 翼端隙間がない場合のディフューザ前縁渦の非定常挙動($\phi = 0.14$)

第6章 供試圧縮機に発生する羽根車および ディフューザ失速の構造

本章では、失速点において羽根車前縁部にて発生する羽根車失速およびディフューザ案内羽根前縁部にて発生するディフューザ失速の渦構造を数値解析により調査した。

6.1 羽根車失速の渦構造および非定常挙動

この節では、失速点において発生する羽根車失速の構造および非定常挙動を調査した。翼通過時間で無次元化した無次元時刻 $t^*=0.0\sim 6.4$ におけるミッドスパンでの羽根車翼間の静圧分布を図 6.1 に示す。また、全ての羽根車長・短羽根に対し番号付けしている。図 6.1 より、無次元時刻 $t^*=0.0$ において白破線部で示す低圧領域が長羽根 8 番の前縁部に存在していることが分かる。また、無次元時刻 $t^*=0.0$ から $t^*=6.4$ にかけてこの低圧領域は羽根車前縁部にて羽根車回転方向とは逆にゆっくりと旋回している。

この低圧領域の旋回速度を定量的に評価するために、図 6.1 中に一点破線で示す羽根車翼間入口から 10mm 上流におけるミッドスパンでの静圧変動を調査した。図 6.2 に無次元時刻 $t^*=-2.4\sim 8.7$ における羽根車翼間入口部での静圧変動を示す。また、羽根車翼間入口部で測定したミッドスパンでの静圧変動に対し空間フーリエ変換を施した結果を図 6.3 に示す。横軸が波数、縦軸が圧力変動の大きさを示している。

図 6.2 より、図 6.1 で示した羽根車前縁部で発生した低圧領域が、無次元時刻 $t^*=-2.4$ から $t^*=8.7$ にかけて羽根車の前縁部で隣接翼へと旋回していることが分かる。この旋回速度を算出すると羽根車回転速度の約 45%であることが分かった。この圧力変動は回転座標系で算出したものであるため、絶対系では羽根車回転速度の約 55%で羽根車回転方向と同方向に旋回している。さらに、図 6.3 より、羽根車翼間入口部では羽根車長翼および短翼の組に起因する 7 次のモードと羽根車枚数に起因する 14 次のモードが支配的であることが分かる。しかし、1 次のモードが最も支配的であることが分かり、このモードは先ほど示した羽根車前縁部で旋回する低圧領域に起因している。実験結果から羽根車失速は羽根車回転速度の 55%で旋回し 1 セルで構成されていることを勘案すると、羽根車前縁部で旋回するこの低圧領域は羽根車失速によるものであると考えられる。以上の結果より、本数値解析において羽根車失速を捉えることができた。

さらに、羽根車失速内の詳細な渦構造を調査するために、低圧領域が旋回している羽根車翼間での渦構造を図 6.4 に示す。まず無次元時刻 $t^*=0.0$ では低圧領域が存在している羽根車長翼 8 番の翼間の渦構造に着目すると、羽根車長翼の負圧面に竜巻状の剥離渦が形成されていることが確認できる。さらに、無次元時刻 $t^*=2.4$ では先ほど発生していた竜巻状

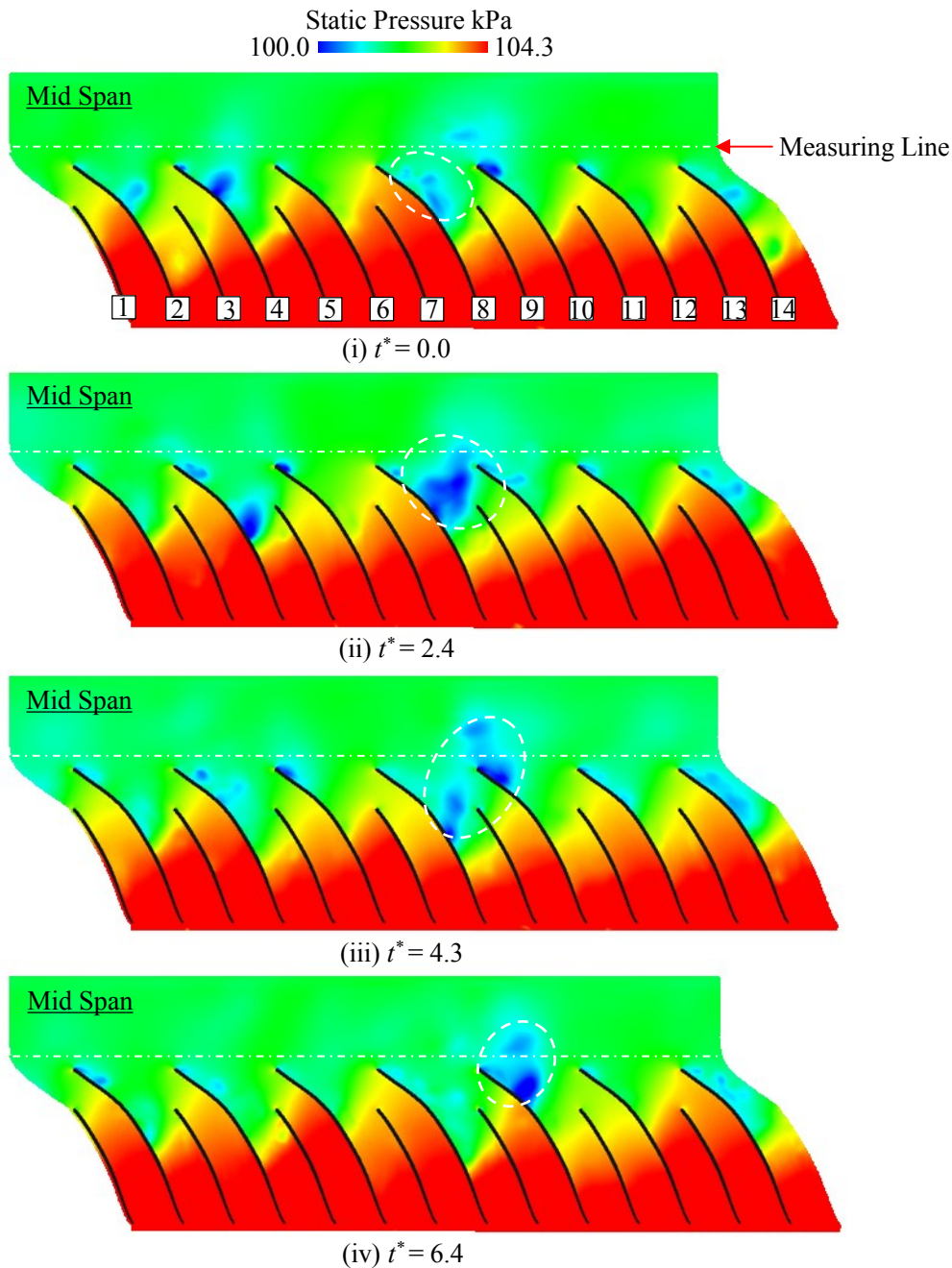


図 6.1 羽根車翼間ミッドスパンでの静圧分布($\phi = 0.14$)

の剥離渦が下流へと流されていることが分かる。この竜巻状の剥離渦および下流への推移は図 6.1 の低圧領域の旋回と対応している。さらに、無次元時刻 $t^* = 4.3$ では竜巻状の剥離渦が隣接翼である羽根車長翼 10 番の前縁へと干渉し、新たな剥離渦の発生を促していることが分かる。最終的に、無次元時刻 $t^* = 6.4$ では羽根車長翼 10 番の前縁で発生した剥離渦が発達し竜巻状の渦へと成長していることが分かる。つまり、羽根車失速は羽根車前縁で発生する竜巻状の剥離渦が隣接翼へと旋回するという構造を持つ。この構造は羽根無しディフ

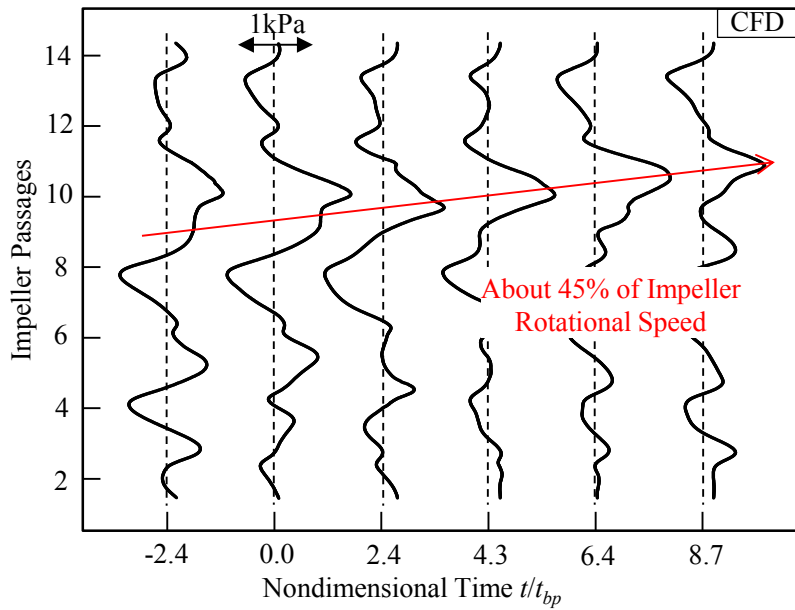


図 6.2 相対系における羽根車前縁部での圧力変動分布($\phi = 0.14$)

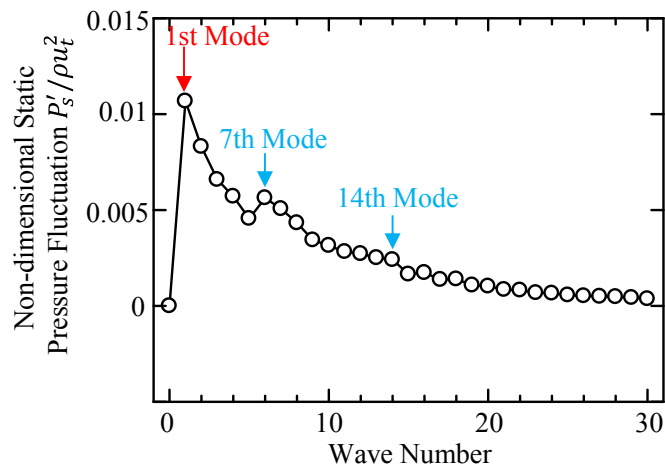


図 6.3 羽根車前縁部での空間フーリエ解析結果($\phi = 0.14$)

ユーザを有する遠心圧縮機を対象として羽根車失速の構造を調査した Tomita ら[41]の報告と類似している。また, Bousquet ら[47]は羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機を対象とした羽根車失速の初生現象の要因が, 羽根車前縁部での竜巻状の剥離渦の旋回であると指摘している。よって, 他の報告と同様に本圧縮機においても羽根車失速は, 羽根車前縁部にて発生した剥離渦が竜巻状の渦へと発達し, 隣接翼へと旋回する構造を持つと言える。

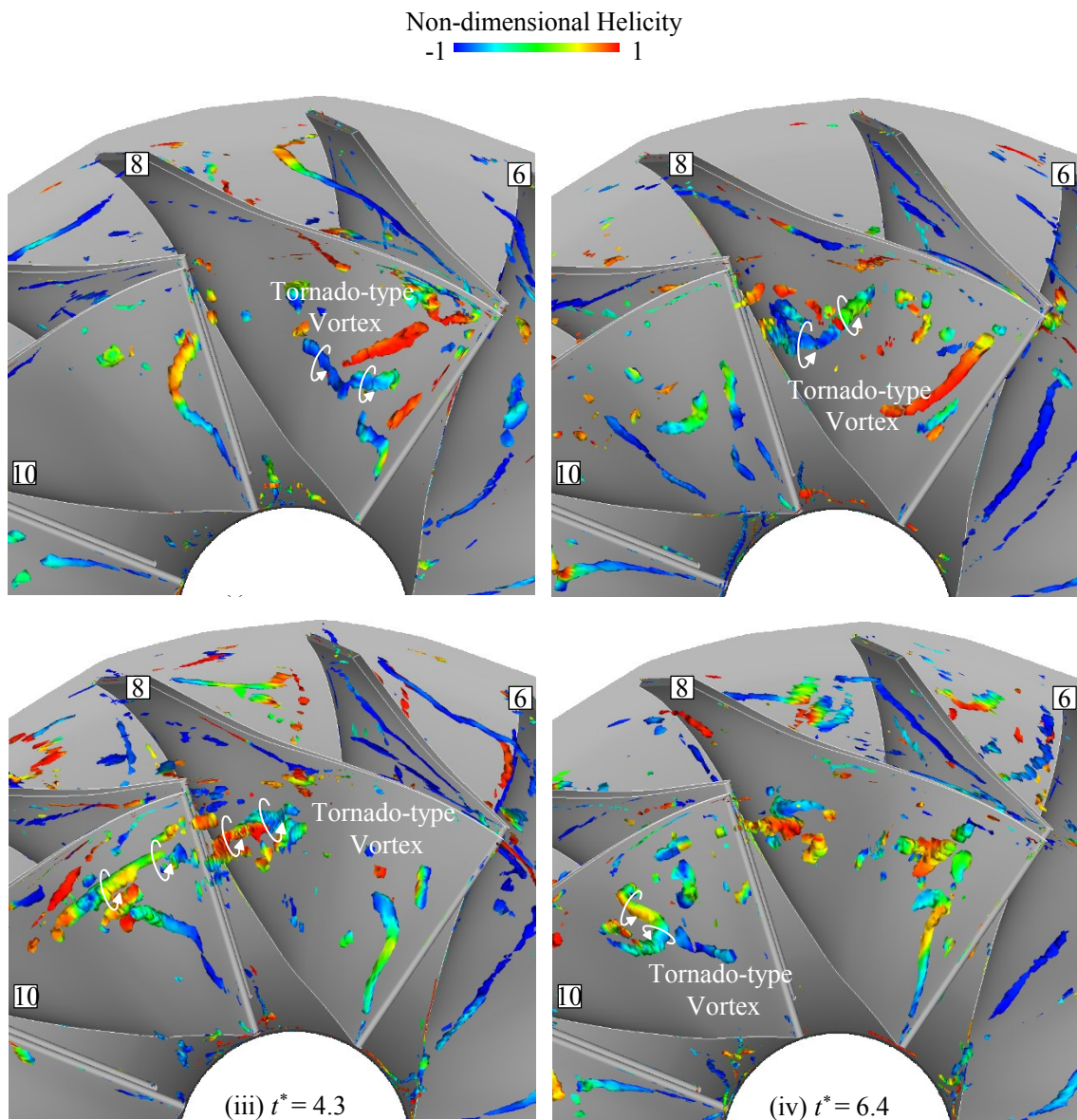


図 6.4 羽根車翼間における低圧領域の渦構造($\phi = 0.14$)

6.2 ディフューザ失速の渦構造および非定常挙動

翼通過時間で無次元化した無次元時刻 $t_1^* \sim t_4^*$ における圧縮機軸方向から見たケーシング壁面の静圧分布を図 6.5 に示す. 特にベーンレス部において静圧の低い領域を抽出して可視化している. また, 全てのディフューザ案内羽根に番号によりラベル付けしている. 図 6.5 より, 無次元時刻 t_1^* において白破線部で示す低圧領域が複数翼間に渡って存在していることが分かる. また, 無次元時刻 t_1^* から t_4^* にかけてこの低圧領域はベーンレス部で羽根車回転方向にゆっくりと旋回している.

この低圧領域の旋回速度を定量的に評価するために, 図 6.5 中に一点破線で示す案内羽根入口部($r/D_2 = 1.05$)におけるケーシング壁面の静圧変動を調査した. 図 6.6 に無次元時刻

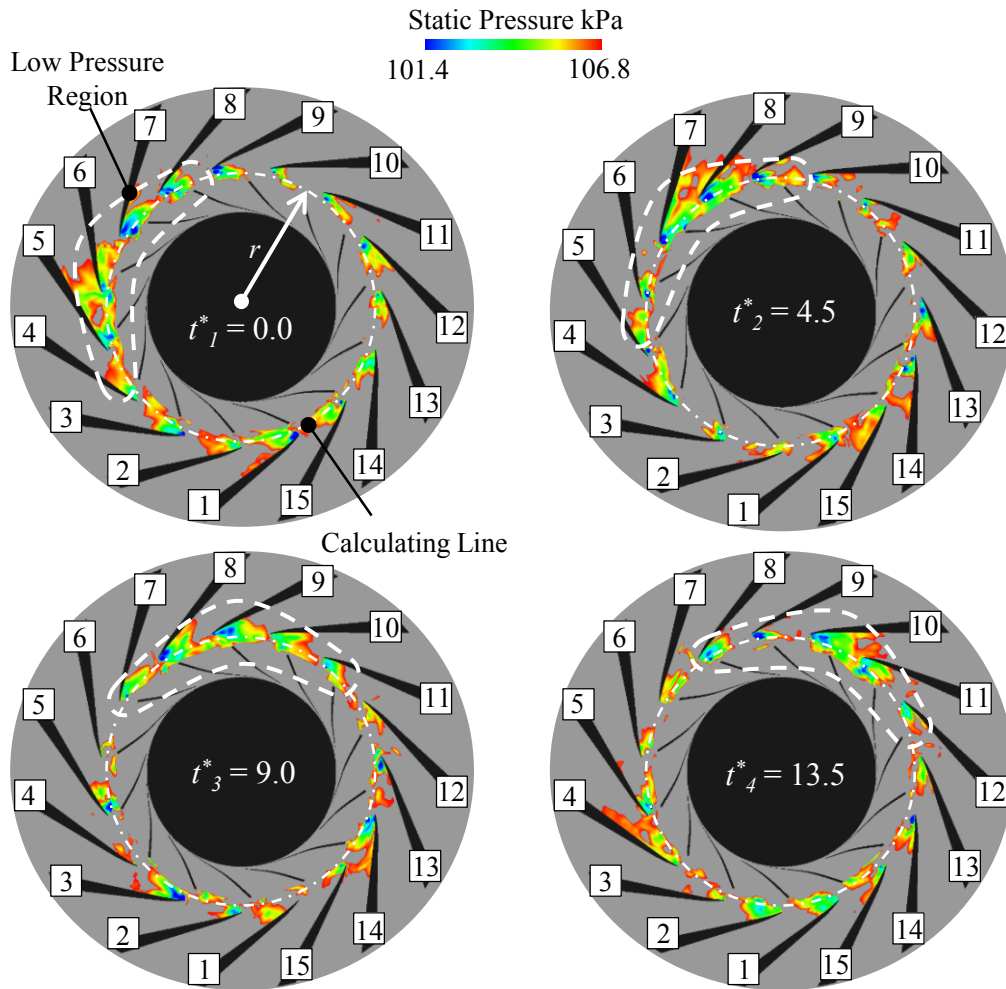


図 6.5 ケーシング壁面での静圧分布($\phi = 0.14$)

$t_1^* \sim t_8^*$ における案内羽根入口部のケーシング壁面の静圧変動を示す。また、案内羽根入口部で測定したケーシング壁面の静圧変動に対し空間フーリエ変換を施した結果を図 6.7 に示す。横軸が波数、縦軸が圧力変動の大きさを示している。

図 6.6 より、図 6.5 で示した低圧領域が複数翼間で発生し、無次元時刻 t_1^* から t_8^* にかけてベーンレス部で旋回していることが分かる。この旋回速度を算出すると羽根車回転速度の約 25% であることが分かった。図 6.7 より、ベーンレス部ではディフューザ案内羽根の枚数に起因する 15 次のモードとその倍数成分が支配的であることが分かる。また 1 次のモードも支配的であり、このモードは先ほど示したベーンレス部で旋回する低圧領域に起因している。実験結果からディフューザ失速は羽根車回転速度の 25% で旋回し 1 セルで構成されていることを勘案すると、ベーンレス部で旋回するこの低圧領域はディフューザ失速によるものであると考えられる。以上の結果より、本数値解析においてディフューザ失速を捉えることができた。

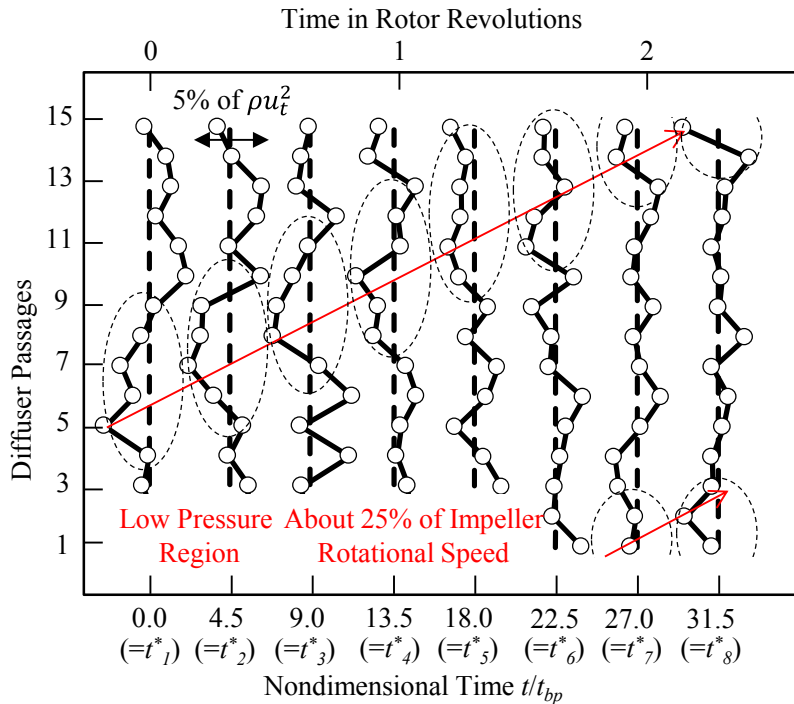


図 6.6 ベーンレス部におけるケーシング壁面での静圧変動($\phi = 0.14$)

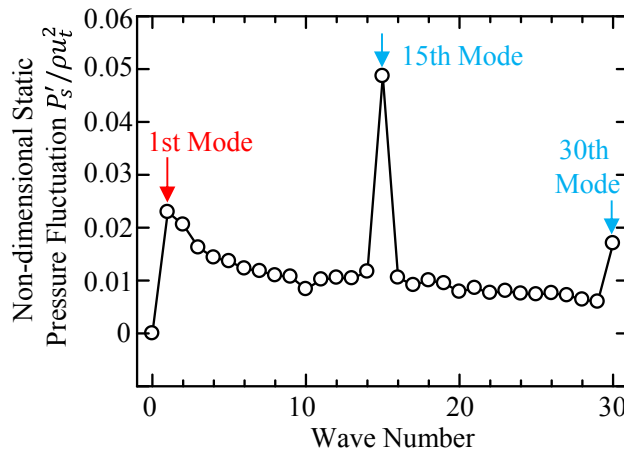


図 6.7 ベーンレス部における静圧変動の空間フーリエ解析結果($\phi = 0.14$)

また, 図 6.8 に無次元時刻 $t^* = 0.0 \sim 28.0$ における案内羽根入口を通過する流量の変動分布を示す. 見易さのため, 案内羽根翼間 1, 5, 10, 14 番における流量変動を可視化した. 1つの案内羽根翼間を通過する時間平均流量に比べ流量が低い領域を青色の領域として示す. 図 6.8 より, 青い領域で示す失速領域が複数の案内羽根翼間に存在し, その領域は羽根車回転方向に旋回している. さらに, 図 6.6 の案内羽根入口部のケーシング壁面の静圧変動結果で見られた低圧領域と失速領域の位置が対応しているのがわかる. これは, 低圧領域がディフューザ失速セルであり, 失速セルの通過により流路が妨げられ, 各案内羽根翼間で流

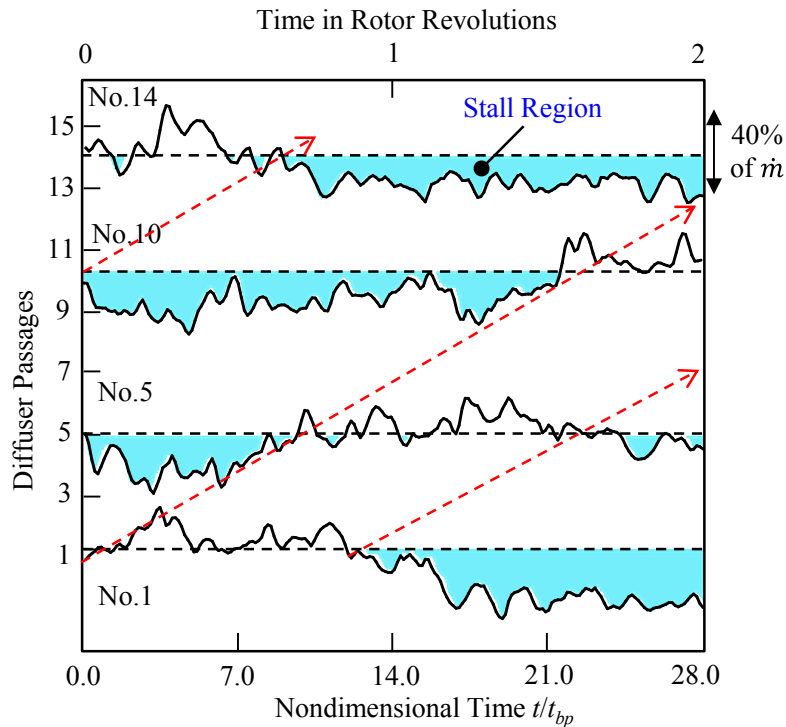


図 6.8 ディフューザ案内羽根入口断面における流量変動($\phi = 0.14$)

量が低下したためであると考えられる。以下では、この失速に陥っている案内羽根翼間に着目し、失速セル内での詳細な渦構造を明らかにする。

ディフューザ失速内の詳細な渦構造を調査するために、全ての案内羽根翼間および低圧領域における渦構造を図 6.9 に示す。図 6.9(i)のディフューザ翼間の渦構造に着目すると、白破線部で示す低圧領域では発達した渦構造が確認できる。さらに、図 6.9(ii)のディフューザ失速内の渦構造の拡大図より、案内羽根入口で複数の前縁渦が発達している。つまり、ディフューザ失速は複数翼間で発達した前縁渦から構成されることが考えられる。

まず図 6.10 に、無次元時刻 $t^* = 0.0$ から 20.0 におけるディフューザ案内羽根翼間入口断面を通過する瞬時の流量を断面積で除し求めた速度を羽根車周速で無次元化した速度変動を示す。赤線が無次元時刻 $t^* = 0.0$ から 20.0 において非失速域であるディフューザ翼間 1-2、青線が失速域であるディフューザ翼間 7-8 の無次元速度を表している。点線で示しているのが全ての流路を通過する流量から算出した無次元速度である。さらに、ディフューザ失速の非定常挙動を解明するために、図 6.10 に示した無次元時刻 $t_a^* = 0.0$ 、 $t_b^* = 2.1$ 、 $t_c^* = 4.5$ におけるディフューザ案内羽根翼間の渦構造を図 6.11 に示す。渦構造は Q 値の等値面により可視化したもので、無次元ヘリシティにて色付けをしている。まず、無次元時刻 t_a^* から t_c^* において失速へと陥る箇所である案内羽根 7 番から 11 番の翼間の渦構造を詳細に調査した。無次元時刻 t_a^* から t_c^* に要する時間は、ディフューザ失速セルが案内羽根約 1 翼分旋回するのに必要な時間と対応している。

無次元時刻 $t_a^* = 0.0$ における図 6.11 の案内羽根翼間の渦構造に着目すると、7 番および

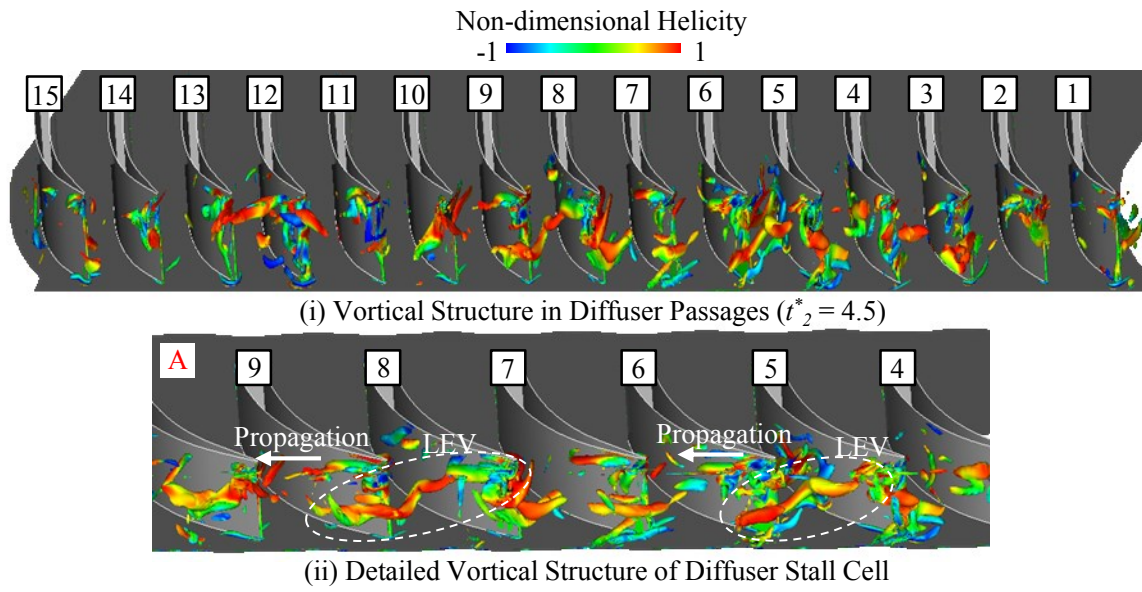


図 6.9 ディフューザ翼間および低圧領域における渦構造($\phi = 0.14$)

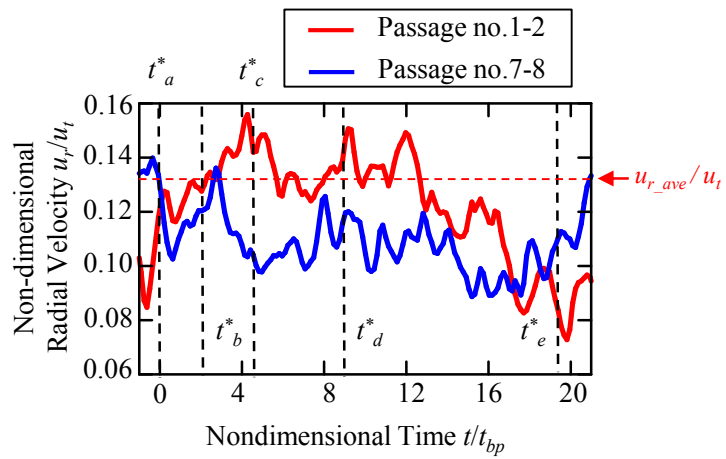


図 6.10 ディフューザ案内羽根入口断面の速度変動($\phi = 0.14$)

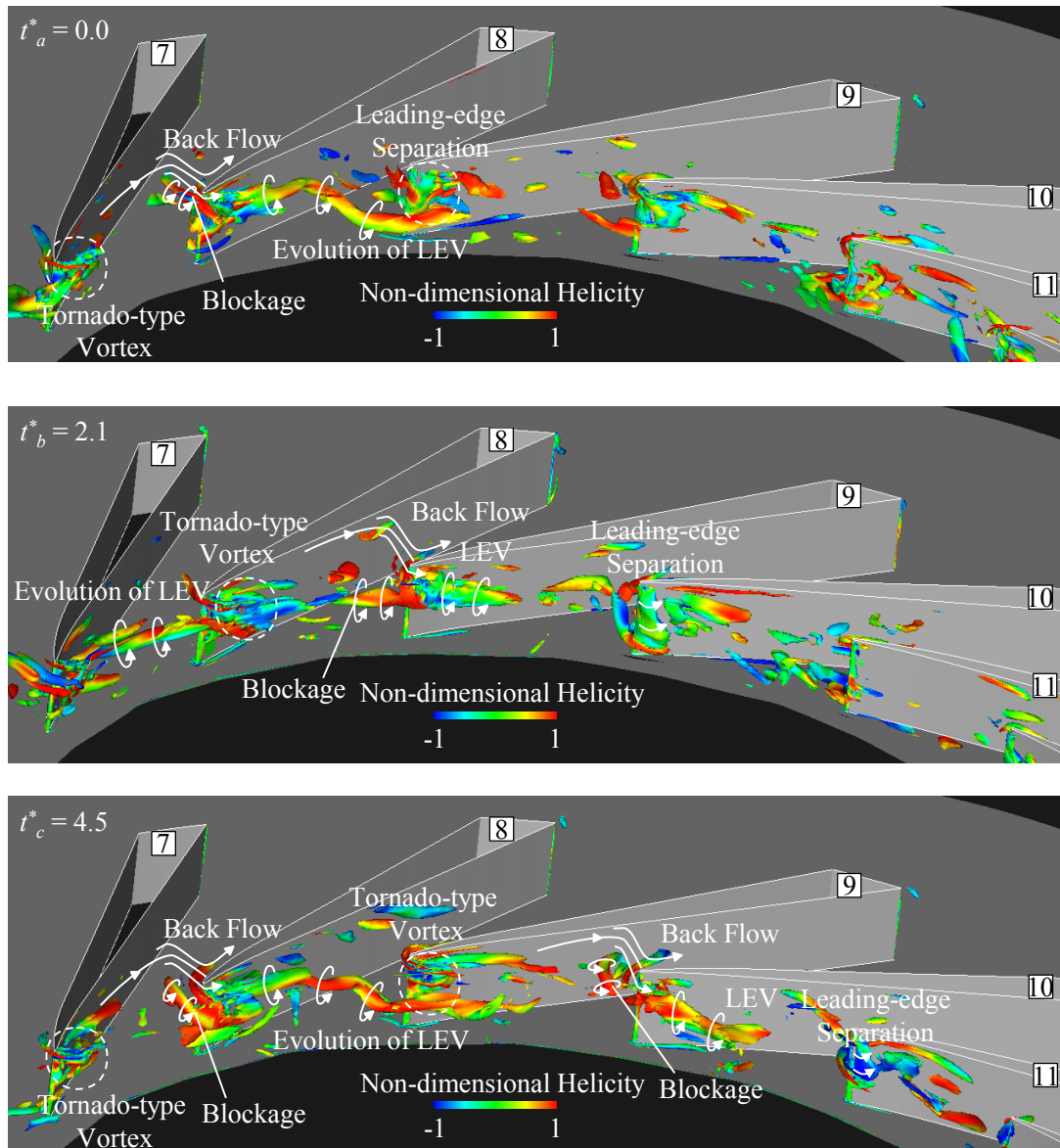


図 6.11 失速域突入時のディフューザ翼間における渦構造($\phi = 0.14$)

8 番の各案内羽根の負圧面に竜巻型の剥離渦および前縁渦がそれぞれ発生しているのが確認できる。さらに、案内羽根 8 番の正圧面にはシュラウド側に渦が形成されており、スロート部でブロックageとなっている。そのため、案内羽根 7-8 番翼間では逆流領域がシュラウド側に拡大していることが考えられる。また、失速セルの影響により、案内羽根 9 番に対する入射角が正へと傾くことで新たな前縁剥離渦が生成されていることが分かる。

無次元時刻 $t_b^* = 2.1$ における案内羽根翼間の渦構造では、案内羽根 7 番および 8 番の負圧面に形成されていた竜巻型の剥離渦と前縁渦からなる渦構造が、隣接翼である案内羽根 8 番および 9 番の負圧面へと移流していることが分かる。これは案内羽根 7-8 番翼間で発生していたスロート部でのブロックageによって、シュラウド側で逆流が誘起され、案内羽根

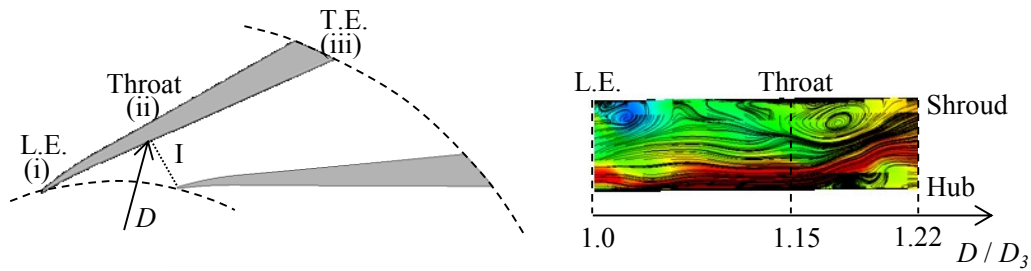


図 6.12 ディフューザ翼間の半径方向流速測定位置および全圧分布可視化断面

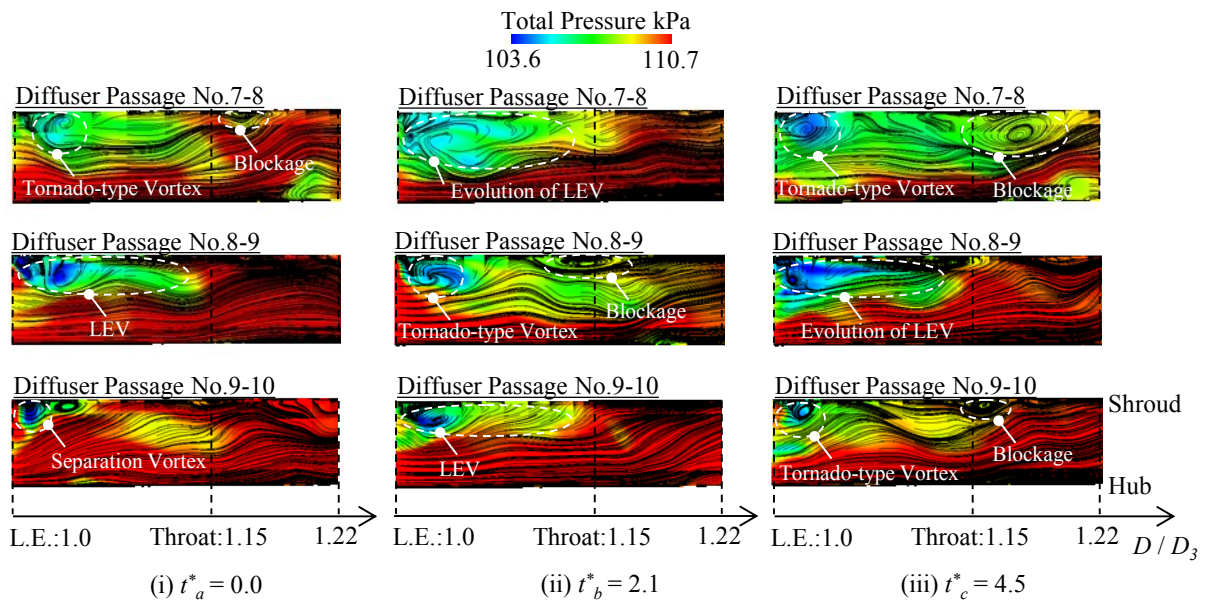


図 6.13 ディフューザ翼間子午面における全圧分布($\phi = 0.14$)

に対する流入角が増大することにより，案内羽根 8 番の前縁部で竜巻型の剥離渦が発生したためである．また案内羽根 9 番の前縁では，案内羽根 8-9 番翼間で発生していた前縁渦が案内羽根 9 番の前縁での剥離と干渉したことにより，竜巻型の渦の成長と共に新たに前縁渦が成長している．案内羽根 7 番で確認できる前縁渦も上記と同様の要因で形成している．さらに，案内羽根 8 番の正圧面で形成していたスロート部のブロックageについても，隣接翼である案内羽根 9 番の正圧面へと移流している．

最終的に無次元時刻 $t_c^* = 4.5$ における案内羽根翼間の渦構造では，先ほどと同様に，案内羽根 8 番および 9 番の負圧面に形成されていた竜巻型の剥離渦と前縁渦からなる渦構造が，隣接翼である案内羽根 9 番および 10 番の負圧面に新たに形成されている．スロート部のブロックageについても同様に，案内羽根 10 番の正圧面で発生している．この時間経過に伴う渦構造の推移が失速セルの旋回構造であると考えられる．さらに竜巻型の剥離渦，前縁渦およびスロート部のブロックageからなる規則的な渦構造が，新たに案内羽根 7-9 番翼間で形成されていることが分かる．

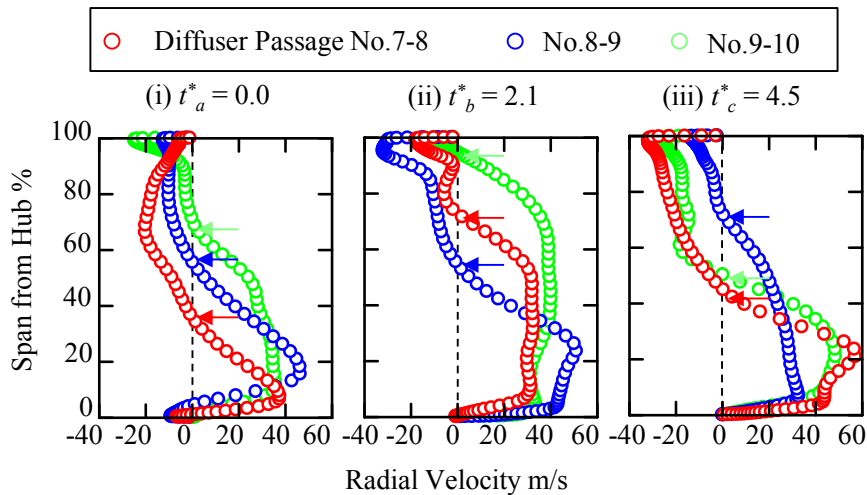


図 6.14 ディフューザ翼間スロート部における半径方向流速分布($\phi = 0.14$)

さらに、失速セルの旋回に伴うディフューザ流路の渦構造の拡大を調査するために、各ディフューザ翼間(7-8, 8-9, 9-10 番翼間)における瞬時全圧分布および限界流線を子午面において可視化したものを図 6.13 に示す。また、図 6.14 に各案内羽根翼間(7-8, 8-9, 9-10 番翼間)におけるスロート部での半径方向流速分布を示す。各案内羽根翼間における全圧子午面分布は、図 6.12 右図に示すように左端が案内羽根前縁部、図中央に破線で示す位置がスロート部に対応している。また、スロート部での半径方向流速分布は図 6.12 左図に示す I の断面で平均し算出している。

無次元時刻 $t_a^* = 0.0$ における図 6.12 で示したように、7 番および 8 番の各案内羽根の負圧面に竜巻型の剥離渦および前縁渦がそれぞれ発生しており、案内羽根 8 番の正圧面にはシュラウド側にブロッキングが形成されている。そのため、図 6.14 におけるスロート部での半径方向流速分布より、案内羽根 7-8 番翼間では羽根車回転方向側にある翼間(8-9, 9-10 番)と比較して逆流領域がシュラウド側に拡大している。この竜巻型の剥離渦、前縁渦およびスロート部シュラウド側の渦は案内羽根翼間における子午面での全圧分布からも確認でき、これら 3 つの渦の形成により案内羽根翼間で全圧が低下している。無次元時刻 $t_b^* = 2.1$ では、案内羽根 8 番で発生した前縁渦が隣接翼の前縁へと干渉することにより、案内羽根 9 番の正圧面スロート部でブロッキングが形成される。このためスロート部での半径方向流速分布より、案内羽根 8-9 番翼間においてシュラウド側で逆流領域が拡大している。一方、案内羽根 7-8 番翼間ではスロート部でのブロッキングの消失および案内羽根入口における前縁渦の形成に伴い、スロート部シュラウド側での逆流領域は縮小するが、案内羽根翼間子午面の全圧分布より、案内羽根入口部では逆流領域が前縁渦により大きく拡大していることが分かる。最終的に無次元時刻 $t_c^* = 4.5$ では、竜巻型の剥離渦と前縁渦からなる規則的な渦構造が、無次元時刻 $t_a^* = 0.0$ の場合と同様の箇所で確認できる。スロート部の半径方向流速分布からも、案内羽根 7-8 番翼間に加えて案内羽根 9-10 番翼間においてもスロート部シュラウド側で逆流領域が拡大していることが分かる。さらに、案内羽根翼間子午面の全圧分布

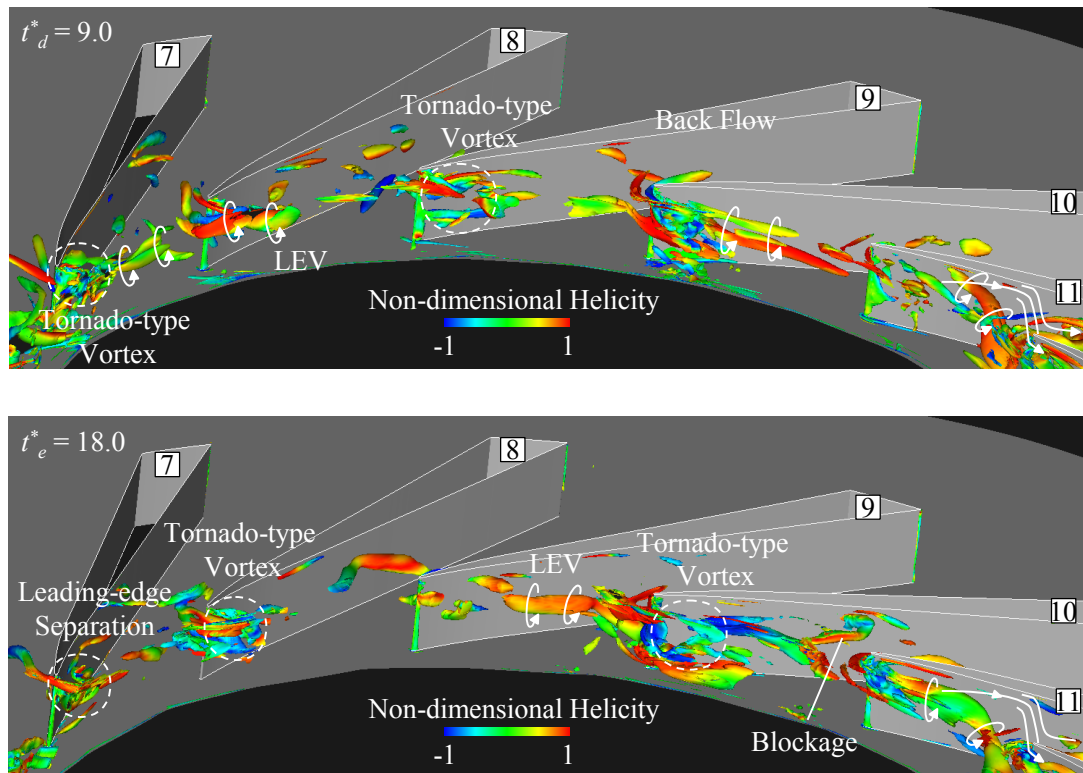


図 6.15 失速域離脱時のディフューザ翼間における渦構造($\phi=0.14$)

に着目すると、案内羽根 7-9 番翼間で形成しているそれぞれの渦は、無次元時刻 $t_a^*=0.0$ の場合と比べ大きく拡大している。このため、失速セル内部の渦構造はセルの中央部分で成長すると考えられる。

次に、ディフューザ失速の離脱部での非定常流れ場を解明するために、図 6.10 に示した無次元時刻 $t_d^*=9.0, t_e^*=18.0$ におけるディフューザ案内羽根翼間の渦構造を図 6.15 に示す。渦構造は Q 値の等値面により可視化したもので、無次元ヘリシティにて色付けをしている。さらに、ディフューザ失速の離脱部における詳細な渦構造を調査するため、無次元時刻 $t_d^*=9.0, t_e^*=18.0$ におけるディフューザ案内羽根 7-8 番翼間の渦構造を図 6.16 に示す。一方、同時刻において図 6.10 より、失速域へと陥るディフューザ案内羽根 1-2 番翼間では流量が低下していることがわかる。そこで、ディフューザ案内羽根 1-2 番翼間の渦構造を図 6.17 に示し、失速離脱領域のディフューザ案内羽根 7-8 番翼間の渦構造と比較した。これらの渦構造は Critical Point 法にて同定した渦芯により可視化し、無次元ヘリシティにて色付けをしている。

図 6.15 より、無次元時刻 $t_d^*=9.0$ では図 6.11 と同様に竜巻型の剥離渦、前縁渦およびスロート部のブロックageからなる規則的な渦構造が各案内羽根翼間に発生していることがわかる。これは図 6.10 より、無次元時刻 $t_d^*=9.0$ ではディフューザ案内羽根 7-11 番翼付近では失速状態に陥っているためである。ただし、渦構造は図 6.11 と比べると小規模であり

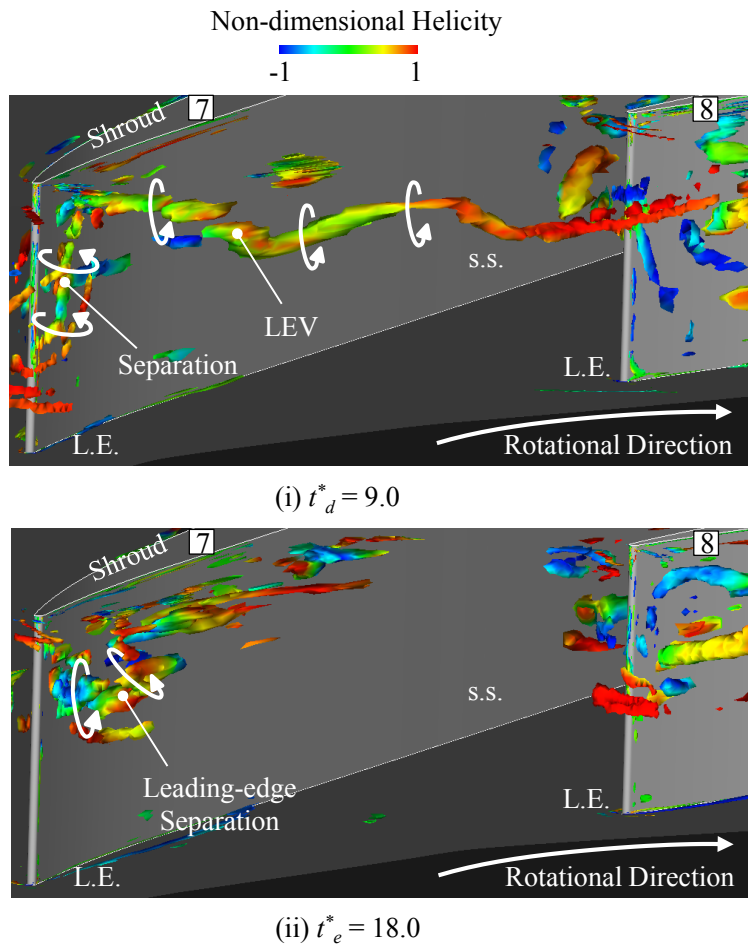


図 6.16 失速域離脱時のディフューザ翼 7-8 番翼間における渦構造($\phi = 0.14$)

失速状態から回復しつつあることが考えられる。一方、無次元時刻 $t^*_e = 18.0$ ではディフューザ案内羽根 7-9 番翼間では渦構造の規則性が崩れ、渦構造の規模も縮小していることから、失速領域から離脱していることが伺える。これは、図 6.10 のディフューザ案内羽根入口断面の流量変動の結果からも明らかである。次に、無次元時刻 $t^*_e = 18.0$ において失速離脱領域であるディフューザ案内羽根 7-8 番翼間での渦構造と失速突入領域であるディフューザ案内羽根 1-2 番翼間での渦構造を比較した。図 6.16 より、無次元時刻 $t^*_d = 9.0$ ではディフューザ案内羽根 7-8 番翼間は失速しているため、ディフューザ案内羽根前縁での剥離やディフューザ案内羽根負圧壁面に足を持つディフューザ前縁渦の大規模な渦構造が生じている。しかし、無次元時刻 $t^*_e = 18.0$ では失速領域から離脱したためディフューザ翼間での渦構造は縮小していることがわかる。また、図 6.17 より無次元時刻 $t^*_a = 0.0$, $t^*_d = 9.0$ ではディフューザ案内羽根 1-2 番翼間は流量が確保されているため、ディフューザ案内羽根前縁付近の渦構造は小規模であることがわかる。一方、ディフューザ案内羽根 1-2 番翼間が失速域へと陥る無次元時刻 $t^*_e = 18.0$ では、図 5.9 に示すように前縁剥離渦とディフューザ前縁渦の成長が確認できる。よって、失速状態で発生していた竜巻型の剥離渦、前縁渦およびスロート

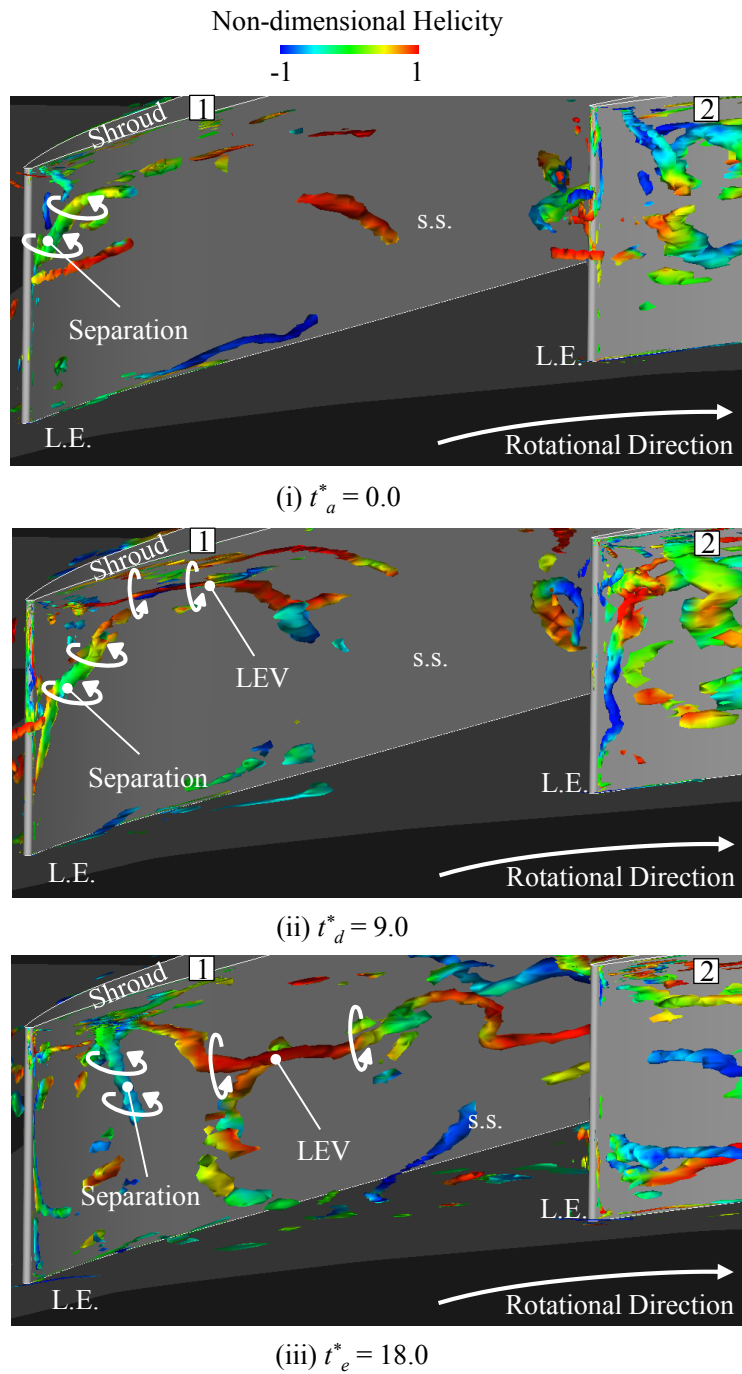


図 6.17 失速域突入時のディフューザ翼 1-2 番翼間における渦構造($\phi = 0.14$)

部のブロックageからなる規則的な渦構造が，失速域から離脱することで規則性が崩れ渦構造の規模が縮小することが考えられる。

以上の結果より，ディフューザ失速セルの発生構造は図 6.18 のように示される．まず，1 翼毎に竜巻型の剥離渦と前縁渦が各案内羽根負圧面の前縁部にて形成される．また，前縁渦が形成されている案内羽根の正圧面にて渦が生じ，この渦がスロート部でブロックage

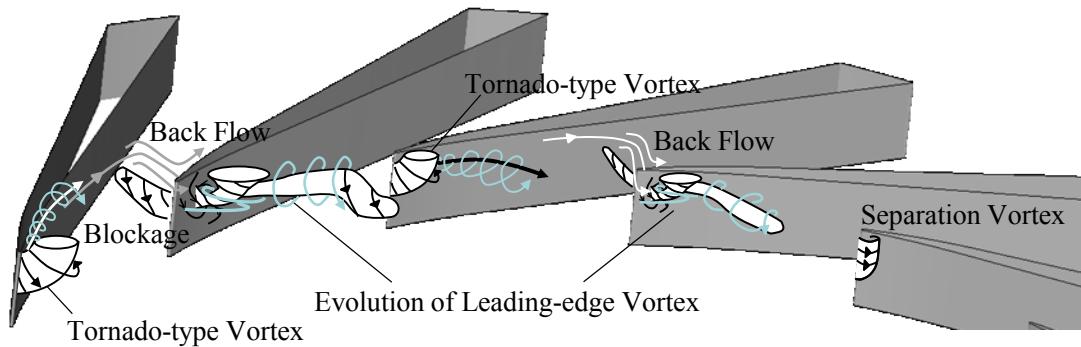


図 6.18 ディフューザ失速の発生メカニズム($\phi = 0.14$)

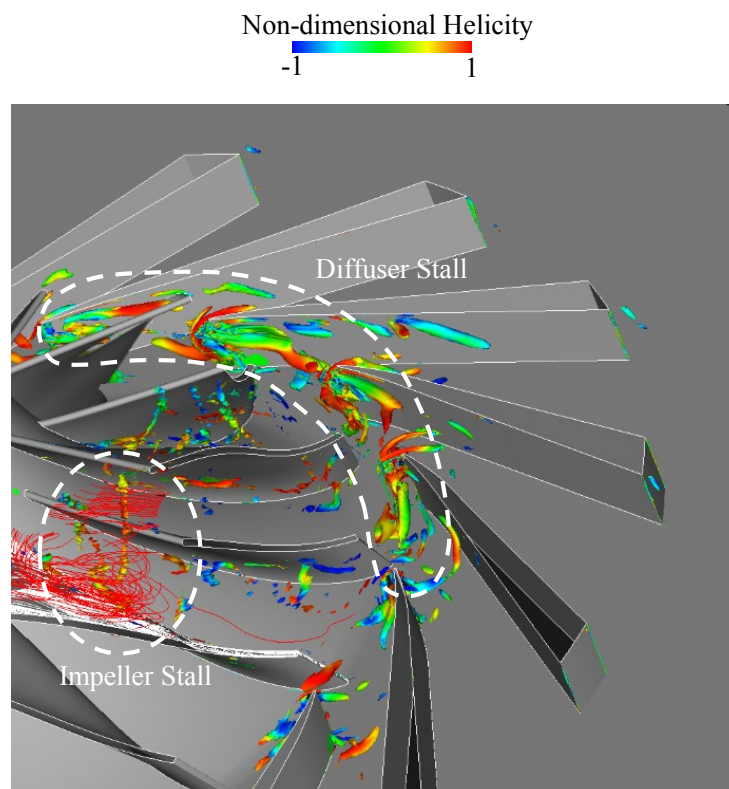


図 6.19 羽根車失速とディフューザ失速の渦構造($\phi = 0.14$)

となりシュラウド側にて逆流を誘起する．さらに前縁渦が時間経過と共に隣接翼の前縁へと移流し，隣接翼負圧面にて竜巻型の剥離渦と干渉し新たに前縁渦を形成する．この前縁渦が隣接翼へと旋回する様子は，前述した図 5.12 で示す前縁渦の発生構造と類似している．ディフューザ失速内部では，前縁渦が隣接翼の前縁へと干渉することにより，隣接翼の正圧面にて渦が形成される．この正圧面に発生する渦がスロート部でのブロックageとなる．このスロート部でのブロックageによって，シュラウド側で逆流が誘起され，案内羽根に対する流入角が増大することにより，隣接翼の前縁部で竜巻型の剥離渦が発生する．よっ

て、案内羽根翼間で形成される竜巻型の剥離渦，前縁渦およびスロート部での渦からなる渦構造が隣接翼へと推移していくことがディフューザ失速の旋回構造であると考えられる。

図 6.19 に羽根車失速とディフューザ失速の渦構造を可視化した結果を示す。失速点である流量係数 $\phi=0.14$ では，図 6.19 の解析結果に示すように羽根車失速とディフューザ失速は独立して旋回している。図 4.15 に示すように，ディフューザ案内羽根入口での流速変動はディフューザ失速に起因する 25Hz の変動が支配的であり，羽根車失速の 55Hz の変動は観測できない。つまり，実機試験および数値解析ともに羽根車前縁で旋回する羽根車失速はディフューザ案内羽根前縁で旋回するディフューザ失速には大きな影響を及ぼさない。羽根車失速とディフューザ失速の干渉については，さらに流量を減少させた流量係数 $\phi=0.10$ での失速の成長過程を調査した次章にて詳しく述べる。

第7章 流量低下に伴う旋回失速の成長過程

第4章より，羽根車前縁部にて発生する羽根車失速およびディフューザ案内羽根前縁部にて発生するディフューザ失速が共存していた失速点から流量低下することにより，段全体の失速へと拡大する現象が確認された．そこで，羽根車およびディフューザ失速が段全体の失速へと陥る成長過程の発生構造を実機試験および数値解析により調査した．

7.1 流量低下に伴うディフューザ失速の拡大現象

まず流量の低下に伴う失速の挙動について調査するため，失速点である流量係数 $\phi = 0.14$ およびさらに流量を低下させた流量係数 $\phi = 0.10, 0.09$ において，ディフューザ案内羽根入口部(D.I.1)で非定常壁面圧力変動を計測した．各流量係数での圧力変動に対し100Hz以下のローパスフィルタを施した時間波形を図7.1に示す．図7.1より，流量係数 $\phi = 0.14$ での圧力変動と比べて，流量係数 $\phi = 0.10, 0.09$ での圧力波形は大きく振動していることがわかる．流量係数 $\phi = 0.10, 0.09$ で見られる大きな圧力変動が生じている状態では，図4.10より22Hzの変動を持つ段全体で旋回する失速が発生していると考えられる．ただし，流量係数 $\phi = 0.10$ では流量係数 $\phi = 0.09$ で常に見られる大きな圧力変動が断続的に生じている．このことから，圧力変動レベルの増大は失速形態の変化に起因しており，特に流量係数 $\phi = 0.10$ では不規則に失速形態が切り替わっていることが考えられる．

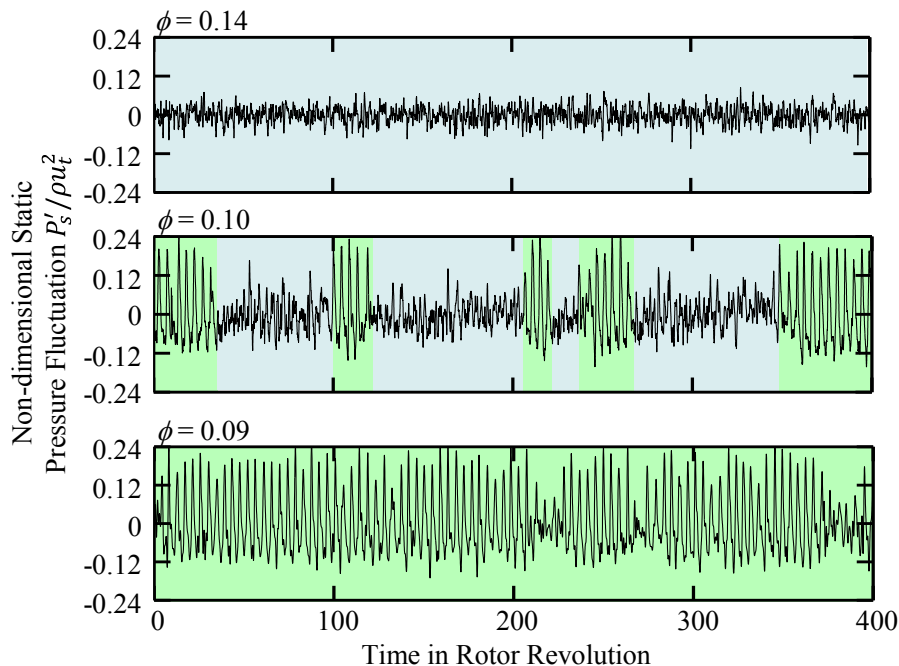


図 7.1 ディフューザ案内羽根入口部壁面静圧変動波形(D.I.1)

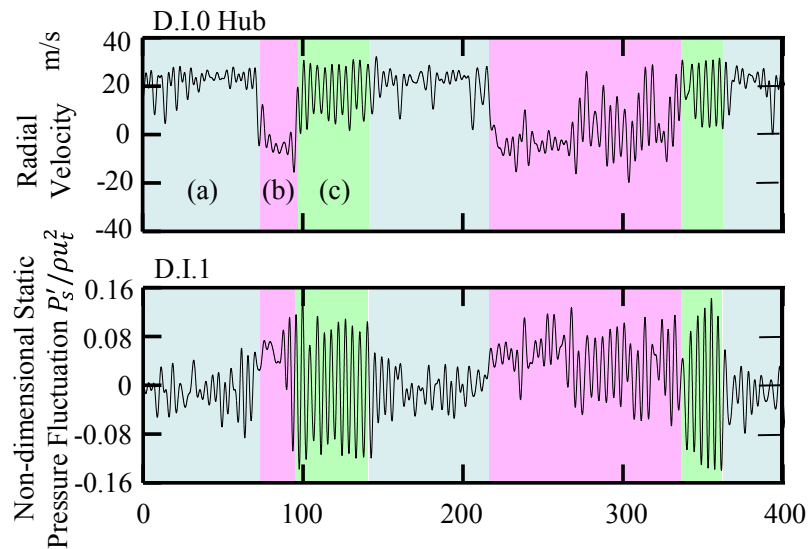


図 7.2 ディフューザ案内羽根入口部ハブ側流速および壁面静圧変動同時計測結果

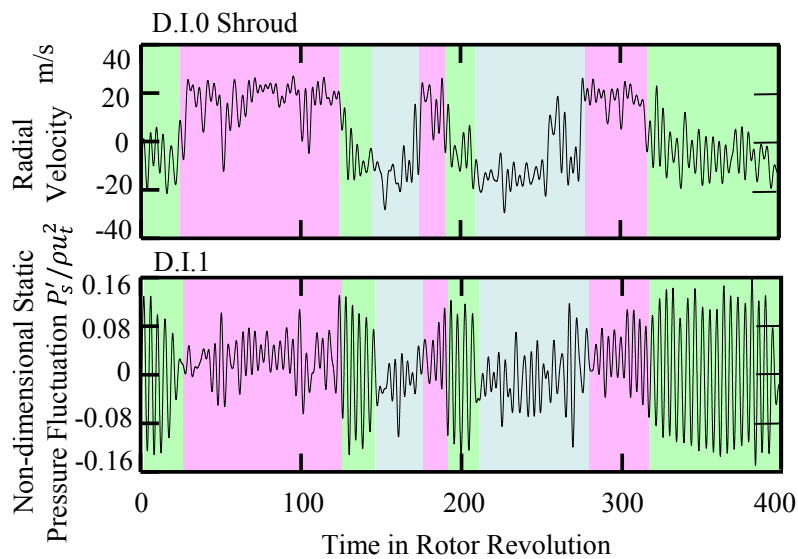


図 7.3 ディフューザ案内羽根入口部シュラウド側流速および壁面静圧変動同時計測結果

失速形態の不規則な切り替わりが生じる流量係数 $\phi=0.10$ での内部流れ場を調査するために、ディフューザ案内羽根入口部の壁面静圧および流速の同時計測を行った。図 7.2 にディフューザ案内羽根入口部ハブ側流速と壁面静圧、図 7.3 にシュラウド側流速と壁面静圧の同時計測結果を示す。22Hz の変動を持つ段失速の挙動に着目するために、これらの計測結果には 30Hz 以下のローパスフィルタを施している。図 7.2 および図 7.3 より、ディフューザ案内羽根入口部において基本的にシュラウド側で逆流が生じており、圧力変動が小さい状態が確認できる(状態(a): 図中青背景)。しかし、図中赤背景部で示す状態(b)では、急激に半径方向流速がシュラウド側で加速し、ハブ側では減速している。最終的に、圧力および流

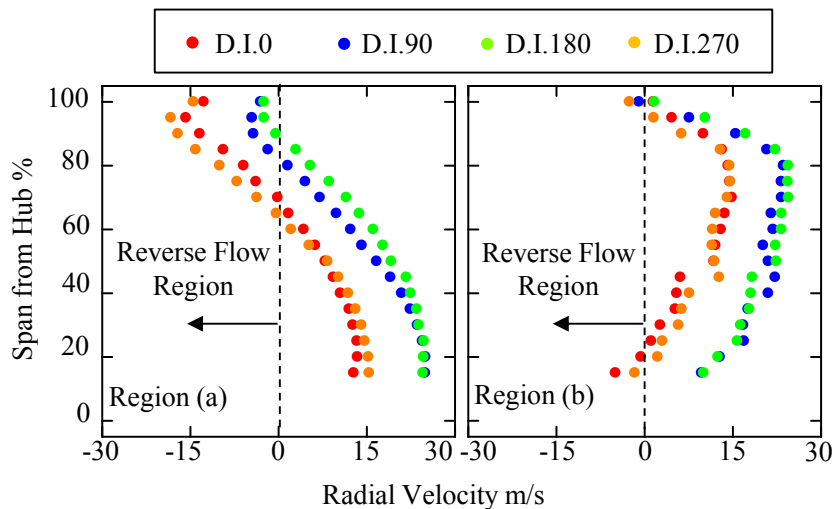
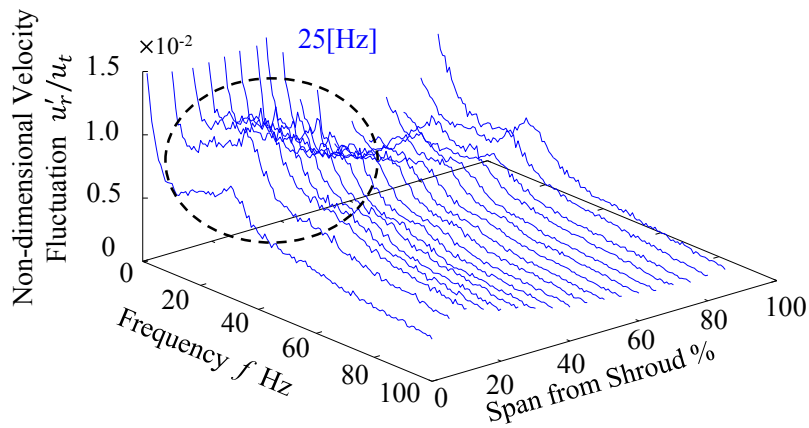


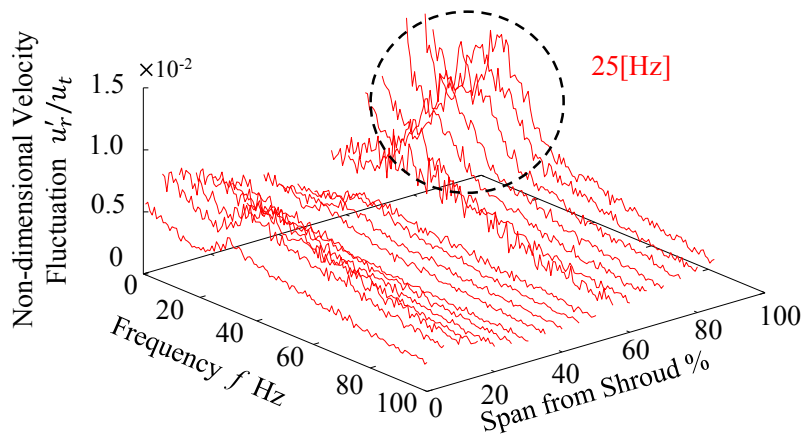
図 7.4 ディフューザ案内羽根入口部半径方向流速スパン方向分布：状態(a), (b)

速変動がともに強い状態(c)(図中緑背景)へと切り替わる．さらに，スプリット型熱線プローブを用いて，ディフューザ案内羽根入口部(D.I.0~D.I.270)の4点で計測した状態(a), (b)での半径方向流速のスパン方向分布を図 7.4 に示す．流量係数 $\phi = 0.10$ での状態(a)~(c)の判別をするために，スプリット型熱線プローブを2本用いて流速の同時計測を行った．1つは状態(a)~(c)の判別をするためにハブ側に設置し半径方向流速を計測し，もう1つは実際の半径方向流速分布の計測に使用した．図 7.4 より，状態(a)では全ての測定点(D.I.0~D.I.270)においてシュラウド側で半径方向流速は逆流している．また，状態(b)においても図 7.2 および図 7.3 で見られたのと同様に，全ての測定点(D.I.0~D.I.270)で逆流がシュラウド側からハブ側へと移行しているのがわかる．つまり，流量係数 $\phi = 0.10$ においてディフューザ案内羽根入口部では，流れ場の状態は3つの状態(a)~(c)に分割でき，それらが非定常的に切り替わることが考えられる．

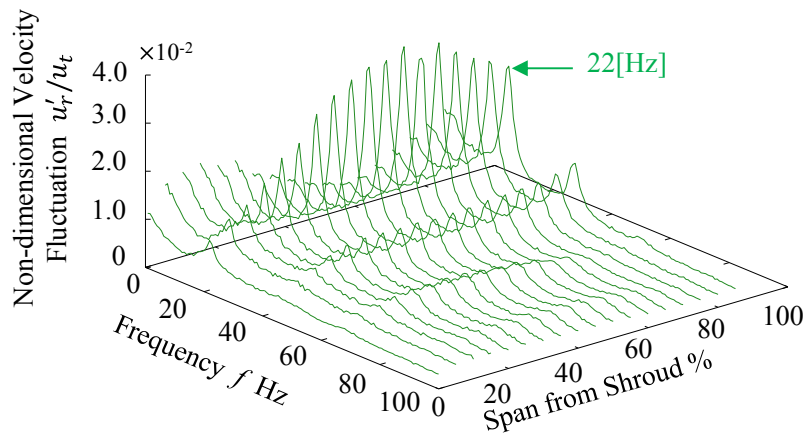
次に，ディフューザ案内羽根入口部で測定した流速変動に対して，各状態(a)~(c)においてFFT解析を施した結果を図 7.5 に示す．まず状態(a)では，ディフューザ失速に起因する25Hzの変動がシュラウド側で確認できる．これは図 4.15 に示した失速点 $\phi = 0.14$ の流速変動スペクトルの結果と同じ傾向であり，失速による流速変動の規模の大小に差はあるものの状態(a)では，流量係数 $\phi = 0.14$ と同じくディフューザ失速がシュラウド側で旋回していると考えられる．また，状態(b)ではシュラウド側で見られた25Hzの変動がハブ側へと移行しているのが確認できる．これは，状態(a)ではシュラウド側で旋回していたディフューザ失速が状態(b)においてハブ側へと推移したためである．図 7.4 において，状態(a)から状態(b)に切り替わる際に，シュラウド側での逆流がハブ側へと移行することも同じ要因であると考えられる．最終的に状態(c)へと切り替わることで，段全体で旋回する失速に起因する22Hzの大きな変動が全スパンで確認でき，特にハブ側で変動が大きくなっていることがわかる．さ



(i) Region (a)



(ii) Region (b)



(iii) Region (c)

図 7.5 スパン方向の流速変動スペクトル分布：状態(a)~(c)

らに，圧縮機内部で発生する旋回失速の非定常的な挙動を調査するために，30Hz 以下のローパスフィルタを施した流速波形に対し，Wavelet 解析を施した．流速波形 $u(t)$ に対する Wavelet 変換は以下のように定義される．

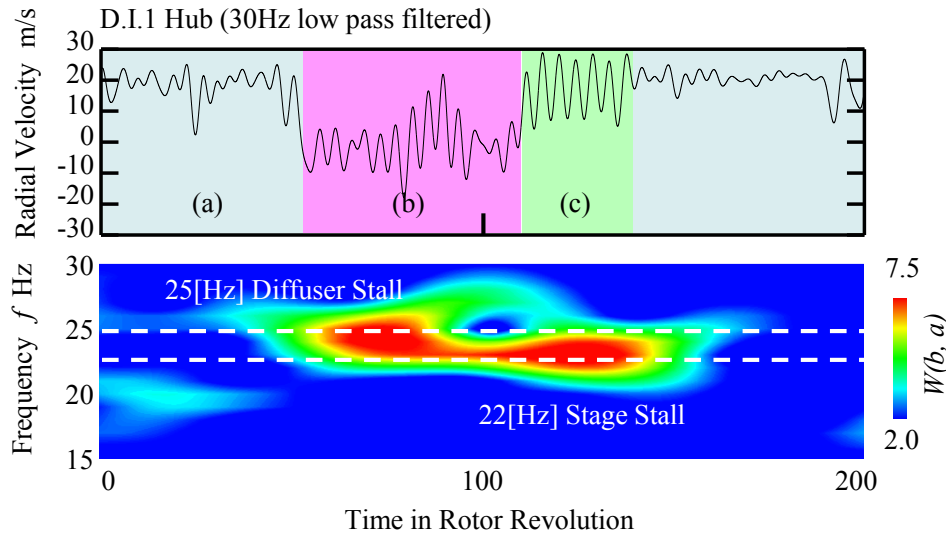


図 7.6 ハブ側半径方向流速に対する Wavelet 係数 $W(a,b)$ のコンター図

$$W(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int \psi^*(T) u(t) dt \quad (7.1)$$

ここで、 $W(a, b)$: Wavelet 係数、 t : 時間 s、 $\psi^*(T)$: MotherWavelet 関数、 a : スケーリングパラメータ、 b : トランスレートパラメータ、 $T = (t - b)/a$ とする。また、解析時の MotherWavelet 関数は Gabor 関数を用い、周波数の局在性が高いとされる Gabor(32) を使用した。なお、Gabor 関数は以下の式で定義される。

$$\psi^*(T) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} e^{-\frac{T^2}{2\sigma^2}} e^{-iT} \quad (7.2)$$

ここで、 σ は時間幅を決定するパラメータであり、Gabor(32) では $\sigma = 32$ である。図 7.6 にディフューザ案内羽根入口部ハブ側で測定した 30Hz 以下のローパスフィルタを施した流速波形に対し、Wavelet 解析を行い測定した Wavelet 係数 $W(a, b)$ のコンター図を示す。図 7.6 より、ハブ側半径方向流速が減速する状態(b)において、ディフューザ失速に起因する 25Hz の流速変動が確認できる。さらに、状態(c)へと切り替わることで、25Hz の変動は消失し段全体で旋回する失速に起因する 22Hz の変動が発生する。最終的に、状態(a)では段失速による変動は消失する。つまり、シュラウド側で旋回していたディフューザ失速がハブ側へと移行することで、段全体で旋回する失速へと成長したと考えられる。

図 7.7 は羽根車流路間で測定した壁面圧力とディフューザ案内羽根入口部ハブ側で測定した半径方向流速の同時計測結果である。これらの計測結果には全て 30Hz 以下のローパスフィルタを施している。図 7.7 での羽根車入口および羽根車流路中央の壁面圧力波形より、

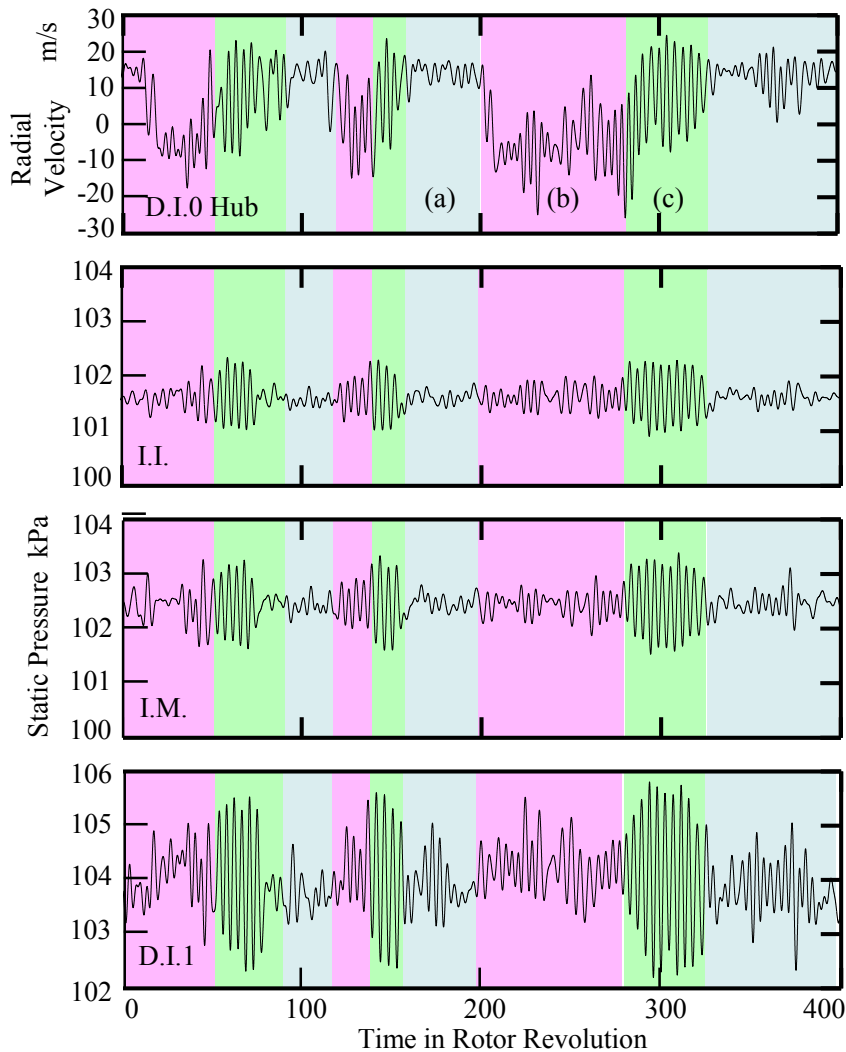
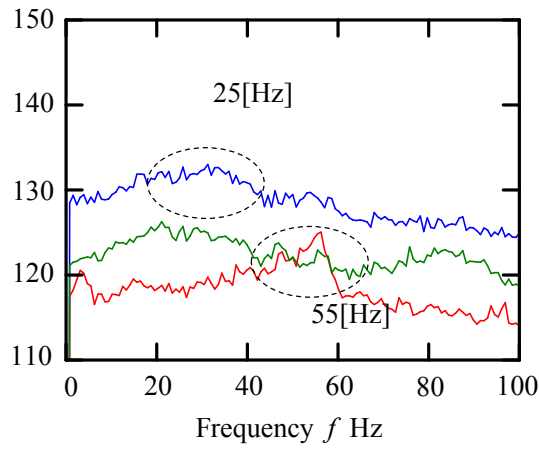


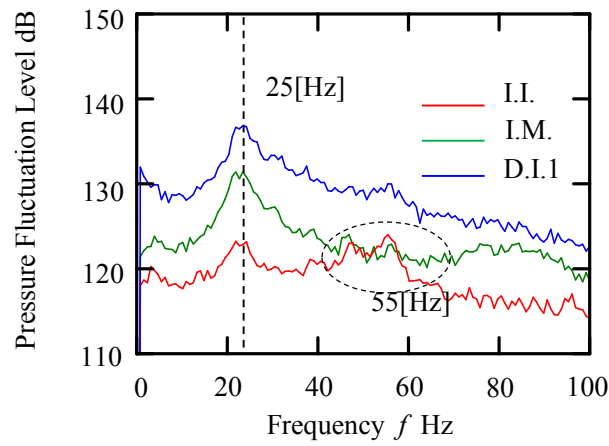
図 7.7 ハブ側半径方向流速と羽根車流路間壁面圧力の同時計測結果

状態(b)での圧力波形は状態(a)より大きく変動している。さらに、羽根車入口および羽根車流路中央においても状態(c)では段失速に起因する大きな圧力変動が確認できる。図 7.8 に羽根車流路間における各測定点において、状態(a)~(c)での圧力変動のスペクトル分布を示す。図 7.8 より、状態(a)では羽根車入口および羽根車流路中央において、ディフューザ案内羽根入口部で発生するディフューザ失速に起因する 25Hz の変動は見受けられない。しかし、状態(b)になると羽根車流路間においてもディフューザ失速の変動が発生する。さらに、状態(c)ではディフューザ失速の拡大によって段失速が形成される。以上、実機試験結果より得られた状態(a)~(c)の内部流れ場の詳細について以下にまとめる。

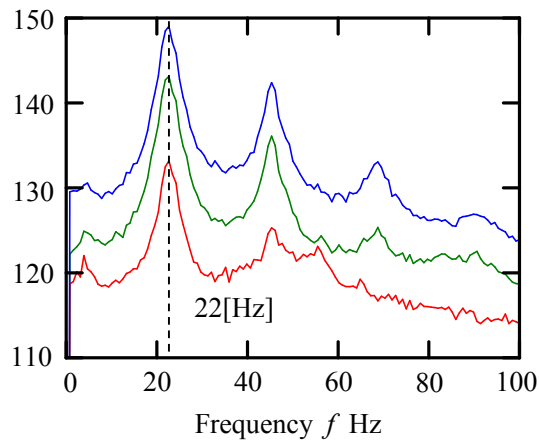
(状態 a) 羽根車前縁部において羽根車失速およびディフューザ案内羽根前縁部においてディフューザ失速が共存して旋回している。失速による流速変動の規模の大小に差はあるものの、流量係数 $\phi = 0.14$ と同様の失速形態を持つ。



(i) Region (a)



(ii) Region (b)



(iii) Region (c)

図 7.8 状態(a)~(c)における羽根車流路間での圧力変動スペクトル

(状態 b) シュラウド側で旋回していたディフューザ失速がハブ側へと移行し、羽根車流路側へと拡大する。

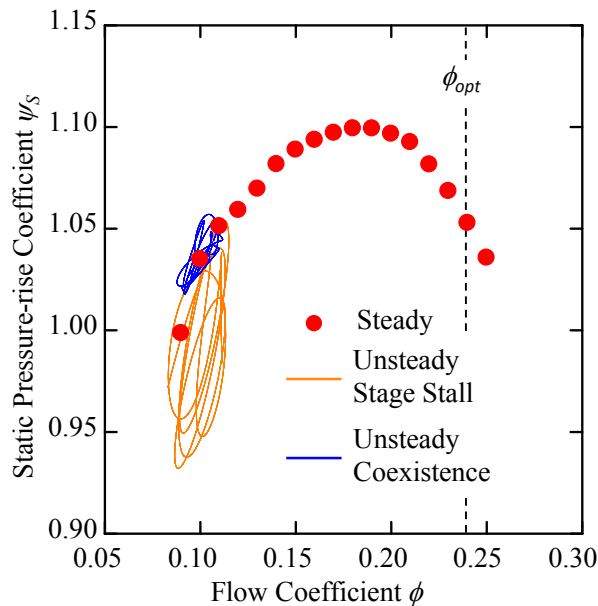


図 7.9 非定常圧縮機性能曲線

(状態 c) 羽根車流路側へと拡大したディフューザ失速が羽根車失速と干渉し、段全体で旋回するひとつの失速セルを形成する。

さらに、段失速が圧縮機性能に及ぼす影響を調査するため、非定常圧縮機性能を測定した。図 7.9 に、定常圧縮機性能に非定常圧縮機性能曲線を合わせた結果を示す。図 7.9 より、羽根車失速およびディフューザ失速が共存する状態(a)では、非定常性能曲線は流量係数 $\phi = 0.10$ での定常圧縮機性能のプロット周辺から逸脱することなく、小規模なサイクルとなっている。しかし、段失速発生時状態(c)の非定常性能曲線は非常に大きな圧力変動のサイクルを示し、流量係数 $\phi = 0.10$ での定常圧縮機性能と比べて圧力上昇が下回る運転状態も確認できる。つまり、段失速が形成されることにより圧縮機性能が著しく劣化することがわかった。

7.2 段失速発生時のディフューザ流路での偏流現象の解明

前節の結果より、流量係数 $\phi = 0.10$ ではシュラウド側で旋回していたディフューザ失速がハブ側へと移行することで、段全体で旋回する失速へと成長することが明らかとなった。本節では、ケーシング領域を含めた圧縮機全体を計算対象とした DES 解析結果より、旋回失速の成長過程のメカニズムに焦点を当てる。図 7.10 に、実機試験および解析より得られたケーシング出口において測定した流量係数の変動を示す。実機試験の結果は状態(c)での変動を示している。図 7.10 より、解析より得られた流量係数の変動は実験結果と良い一致

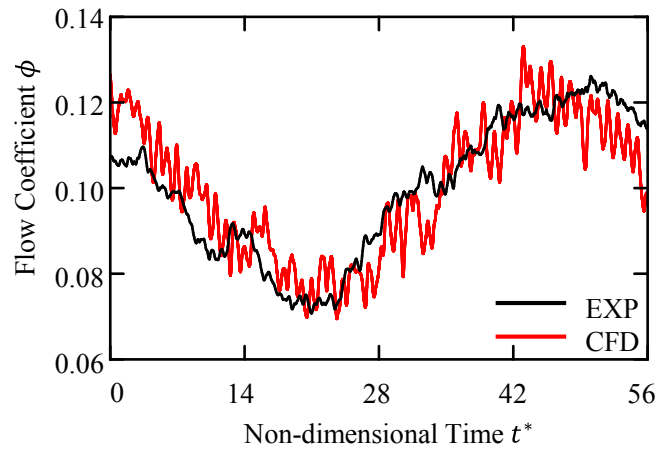


図 7.10 実験および解析により得られた流量係数変動

を示している。このような流量の周期的な変動は、ケーシング領域を含めない全周解析では得られなかった。これは、ケーシングの非軸対称の形状、特に舌部の影響を受け、圧縮機内部を失速が規模を変化させながら旋回しているためである。このような現象は、羽無しディフューザを旋回する失速においても確認されている。Yamada ら[61]は、サージ点近傍において、羽根無しディフューザに発生する旋回失速が舌部付近を通過する際に、失速の規模が縮小することを示している。

さらに、流量の変動が羽根車流路およびディフューザ翼間に与える影響を調査するため、各羽根車流路入口、出口における流量係数変動を図 7.11 に、各ディフューザ流路スロート部における流量係数変動を図 7.12 に示す。図 7.11、7.12 に示す水色の領域は、ベーンレス部を通過する流量係数より値が低い領域を示す。図 7.12 の各ディフューザ案内羽根間スロート部の流量変動より、流量の低い領域が羽根車回転速度の約 20%程度で旋回していることが分かる。さらに、図 7.11 の羽根車流路入口および出口の流量変動より、羽根車流路入口および出口ともに、回転座標系において流量の低い領域が、羽根車回転方向とは逆に羽根車回転速度の約 80%程度で旋回している。つまり、羽根車およびディフューザ流路ともに影響を与える規模の大きい失速が旋回していることが考えられる。この失速は、実機試験で見られた状態(c)での、段全体で羽根車回転速度の 22%で旋回する失速と類似している。一方、流量係数 $\phi=0.14$ での羽根車失速とディフューザ失速が共存し旋回している場合においては、実験および解析ともに羽根車入口ではディフューザ失速による影響が及ばず、羽根車失速の変動のみ卓越していることを確認している。よって、解析においても流量係数 $\phi=0.14$ での羽根車失速とディフューザ失速が共存している状態から、流量係数 $\phi=0.10$ へと流量を低下することにより、圧縮機段全体で旋回する失速の発生が確認できた。

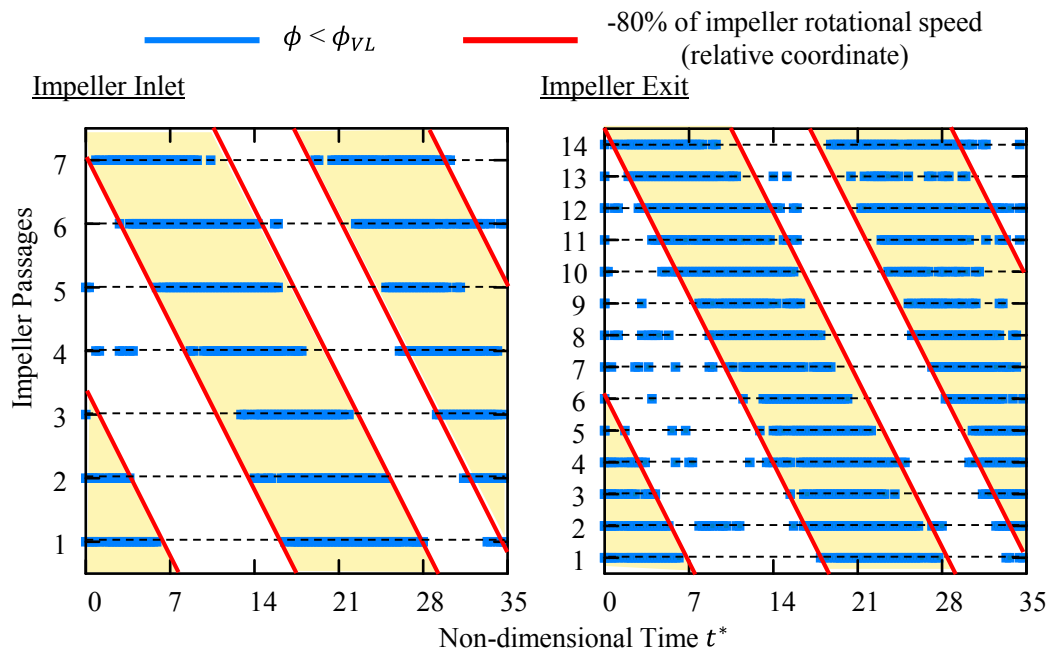


図 7.11 羽根車入口および出口における流量変動

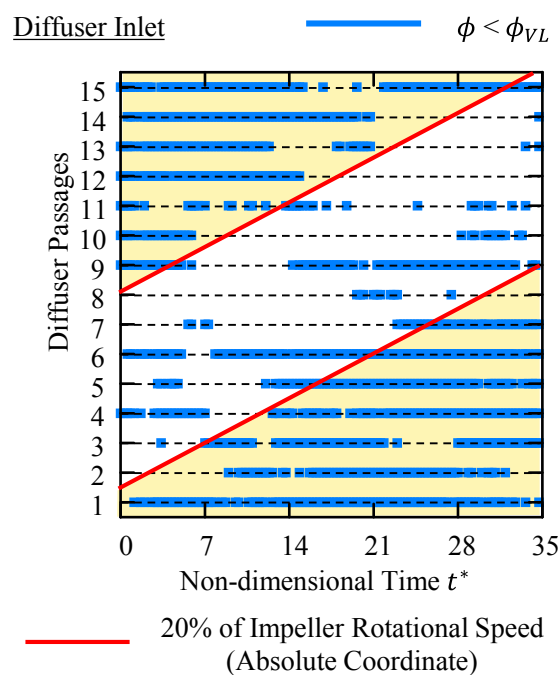


図 7.12 ディフューザスロット部における流量変動

次に、羽根車およびディフューザ翼間に影響を与える段失速の発生メカニズムを調査するため、ディフューザ流路間での内部流れ場および渦構造を調査する。まず、舌部位置に対するディフューザ流路の番号を図 7.13 に示す。また図 7.12 の結果を用いて、無次元時刻

$t^* = 8.54$ における失速に該当する位置を赤い領域として図 7.13 の図に合わせて描いた. さらに, 図 7.13 に示すディフューザ流路 14 番におけるハブ, ミッドスパン, シュラウドでの質量流量変動を図 7.14 に示す. それぞれのスパンでの質量流量は, ディフューザ流路高さを 3 等分し, ハブ, ミッドスパン, シュラウドと定義し, 計算を行った. 図 7.14 より, 水色で示す無次元時刻 $t^* = 10 \sim 14$ 間の領域において, ハブ側の流量が減少しシュラウド側の流量が増大する領域が見られる. これは, 羽根車吐出流とケーシング壁面同時計測より得られた図 7.3 に示したようなシュラウド側での逆流が急激にハブ側へと移行する状態(b)と類似した現象である. さらに, 解析において舌部近傍であるディフューザ流路 14 番でハブ側からシュラウド側への偏流現象が確認されたのは, 図 7.4 に示すようにハブ側での急激な減速

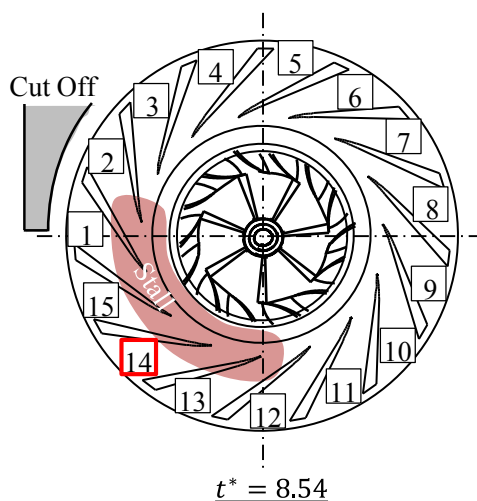


図 7.13 舌部に対するディフューザ流路番号と失速の位置

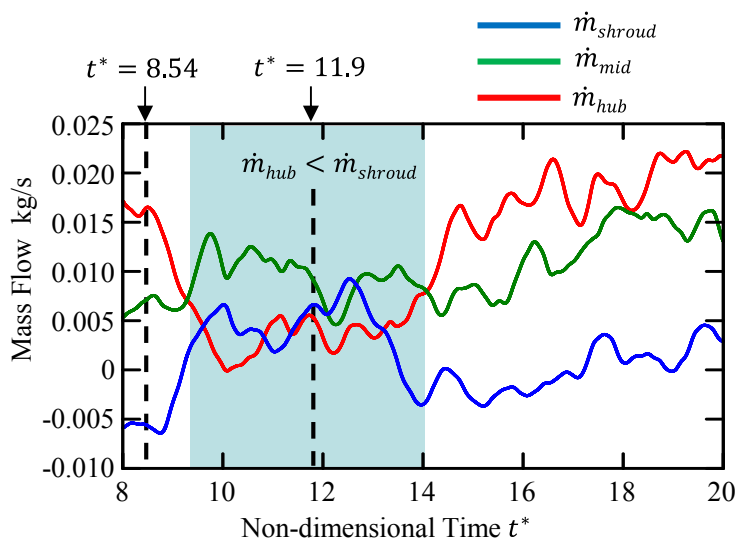


図 7.14 ディフューザ流路 14 番における各スパンでの質量流量変動

が舌部近傍で顕著である事実と合致する．ここで，ハブ側で減速する以前($t^* = 8.54$)とハブ側で減速した際($t^* = 11.9$)でのディフューザ流路 14 番での渦構造を調査することで，ハブ側からシュラウド側への偏流現象の要因を解明する．

図 7.15 に無次元時刻 $t^* = 8.54, 11.9$ における，ディフューザ流路 14 番近傍の渦構造および子午面での流線を可視化した結果を示す．まず，無次元時刻 $t^* = 8.54$ でのディフューザ案内羽根負圧面前縁近傍では，竜巻状の剥離渦の発生が認められる．また，スロート近傍ではシュラウド側に複雑な渦構造が確認できる．これは，図 6.18 のディフューザ失速の構造に示したようなスロート部シュラウド側に形成されるブロックージに酷似している．一方，無次元時刻 $t^* = 11.9$ では，スロート部ハブ側に成長した渦構造が確認できる．そのため，子午面での流線は，ハブ側スロート部にて渦の軌跡を描きシュラウド側へ流れているのが分かる．つまり，図 7.14 のハブ側からシュラウド側へと流れが偏る現象は，ハブ側スロート部における渦構造に起因していると考えられる．さらに，ディフューザ案内羽根負圧面前縁近傍の渦構造に着目すると，竜巻状の剥離渦のような発達した渦は確認できない．つまり，このようなハブ側からシュラウド側への偏流現象は，ディフューザ失速とは異なる構造を持つと考えられる．

以上の結果より，ディフューザ失速がシュラウドからハブ側へと推移する現象には，ディフューザ流路ハブ側スロート部の渦構造が重要な役割を果たしていることを示唆した．今後，さらにディフューザ失速が段全体で旋回する失速に成長する過程を解明するために

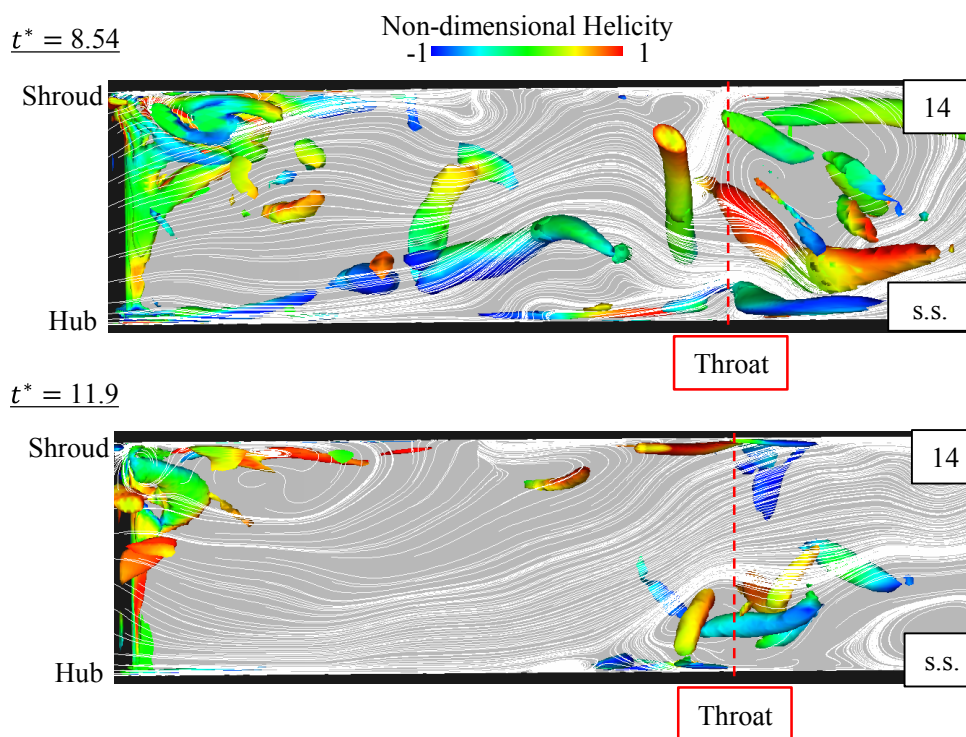


図 7.15 ディフューザ流路負圧面近傍の渦構造と子午面断面での流線

さらなる実機試験および解析による調査が必要である。以下に今後実施する予定である内容について述べる。

まず、解析においてディフューザ流路ハブ側スロート部の渦が失速の挙動変化に対して重要な役割を果たしていたが、ハブ側スロート部に発生する渦の詳細な構造の解明を図る。実機試験において、ディフューザ案内羽根負圧面やハブ面に接着させ、取り外し可能な薄型圧力センサを導入し、ディフューザ失速の挙動変化に対するディフューザ流路の圧力変動を調査する。この調査により、各状態(a)~(c)においてディフューザ流路間での渦の挙動による圧力変動の違いが明らかとなり、上述した解析結果との比較を行うことが可能である。また、図 7.8 に示したようにシュラウド側で旋回していたディフューザ失速がハブ側へと移行し羽根車流路へと拡大することで、段全体で旋回する失速へと成長する。そのため、解析によりハブ側からシュラウド側への偏流現象が発生した際の羽根車流路内部の渦構造への影響を調査することで、段全体の失速への成長メカニズムを明らかにする。

第8章 結言

本研究では、遠心圧縮機内部に発生する旋回失速の初生から発達に至るまでの詳細なメカニズムを解明することを目的とし実験および数値解析により調査を行った。得られた知見を以下にまとめる。

1. 供試圧縮機では、失速点において羽根車入口部で旋回する羽根車失速およびディフューザ案内羽根入口部で旋回するディフューザ失速が共存しており、流量を低下させると段全体で1つの旋回失速が形成される。羽根車失速が羽根車回転速度の55%、ディフューザ失速が25%、段失速が22%で旋回しており、それぞれ1セルで構成される。解析より得られた失速特性は、実機試験の結果と良い一致を示した。

2. 供試圧縮機では、設計点および失速点ともに、案内羽根前縁部シュラウド側にディフューザ前縁渦という特徴的な渦群が発生する。ディフューザ前縁渦は、案内羽根前縁部シュラウド側の竜巻状の剥離渦、案内羽根負圧面シュラウド側コーナー部で発生する縦渦により構成される。特に失速点においては、前縁渦はディフューザ流路を塞ぐブロックageに成長する。

3. 失速点において発生する羽根車失速は、羽根車前縁部にて発生した剥離渦が竜巻状の渦へと発達し、隣接翼へと旋回する構造を持つ。また、ディフューザ失速は、ディフューザ案内羽根前縁部で発生する前縁渦の複数翼間にわたる成長によるものである。ディフューザ失速セルは、ディフューザ案内羽根前縁部で発達した前縁渦、竜巻型の剥離渦およびスロート部で発生する縦渦の組により構成される。つまり、羽根車失速およびディフューザ失速ともに、翼前縁部の渦構造が失速の発生構造に重要な役割を持つ。

4. ディフューザ失速内部では、前縁渦が隣接翼の前縁へと干渉することにより、隣接翼の正圧面にて渦が形成される。この正圧面に発生する渦がスロート部でのブロックageとなる。このスロート部でのブロックageによって、シュラウド側で逆流が誘起され、案内羽根に対する流入角が増大することにより、隣接翼の前縁部で竜巻型の剥離渦が発生する。よって、案内羽根翼間で形成される竜巻型の剥離渦、前縁渦およびスロート部での渦からなる渦構造が隣接翼へと推移していくことがディフューザ失速の旋回構造である。

5. 失速点より流量を低下させると、羽根車前縁部において羽根車失速およびディフューザ案内羽根前縁部においてディフューザ失速が共存して旋回している状態から、シュラ

ウド側で旋回していたディフューザ失速がハブ側へと移行する偏流現象へと急激に失速特性が変化する。さらに、ディフューザ失速は羽根車流路側へと拡大した後、羽根車失速と干渉し、段全体で旋回するひとつの失速セルを形成する。

6. 解析において舌部近傍であるディフューザ流路でハブ側からシュラウド側への偏流現象が確認できた。ディフューザ失速がシュラウドからハブ側へと推移する現象には、ディフューザ流路ハブ側スロート部の渦構造が重要な役割を果たしていることを示唆した。

以上、遠心圧縮機内部に発生する旋回失速の初生から発達に至るまでの形成メカニズムを解明した。

8.1 今後の展望および課題

上述したように、羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生する旋回失速の構造を詳細に解明することができた。この節では今回の研究を踏まえ、今後の研究の展望や課題について述べる。まず一般論として、失速に対する理解を深めるために、Day[61]が挙げた失速現象に関する解決すべき課題を紹介する。

1. CFD 解析の圧縮機の性能予測は設計点では信頼あるものになりつつあるが、圧縮機性能のピーク付近、特に性能曲線の勾配の予測は未だ信頼性に欠ける。失速の知識に長けた解析の専門家を中心となり、サージライン付近の性能に関して CFD 解析の予測精度を向上させる必要がある。

2. 非設計点での CFD の予測精度を低下させる一つの要因として、後流が厚く剥離が大きくなる失速点近くにおいて、現在使用されている乱流モデルは不十分であることが挙げられる。また、失速点近くでは翼列間の流れは不均一になるため、Mixing Plane などの均一に物理量を受け渡す方法では正確な予測は不可能である。

3. 最近の航空エンジンコアの小径化の傾向により、スパンに対する翼端隙間の比が拡大している。そのため、翼端隙間や偏心についての研究の必要性が高まっている。特に、翼端隙間が大きい場合における安定性、圧力上昇および効率の低下について定量的に把握する必要がある。ケーシング壁面の偏心についても同様であり、失速マージンの低下についても調査する必要がある。

4. 効率および安定性ともに向上可能な、新たな拡散分布を持つ翼形状を考案する。翼形状の修正自体は古い考えであるが、最新の CFD 技術を駆使することで新たな翼形状の指針が生まれる。

5. 製作誤差により、翼列の形状は決して均一にすることはできない。そのため、翼形状

の微小な偏差が与える失速マージンへの影響を調査する必要がある。さらに、そのような微小な影響を CFD 解析が再現できるかどうかについても議論すべきである。

6. 圧縮機が実際に使用されていく中で、失速マージンを低下させる要素を特定する必要がある。その要素として、腐食や異物の衝突による翼の損傷、シールの磨耗による漏れ流れ、摩擦による翼端隙間や偏心の増大が挙げられる。

7. 多段圧縮機における段マッチングについては、圧力比が上昇するほどより難しくなる問題である。可変翼や抽気孔の最適な設定条件を探る必要がある。

さらに、Day は上記の項目は低速リグ試験だけでなく実機と同条件の高圧力比、高回転数の試験や解析で行われるべきと指摘している。

以上を踏まえ、今後の研究の展望や課題を挙げる。

1. 本研究で解明したディフューザの発生メカニズムに関する知見は、低速・低圧力比の遠心圧縮機で得られたものである。今回、解明された失速特性の一般性を高めるためには、高速・高圧力比の圧縮機においての実機試験や解析を実施する必要がある。
2. ディフューザ失速の初生にはディフューザ案内羽根前縁部で発生する竜巻状の剥離渦が重要な役割を果たしている。しかし、ディフューザ案内羽根前縁の竜巻状の剥離渦の形成に影響を与える流入角変動と失速との関係が明らかとなっていない。竜巻型の渦の形成に焦点を絞るためには、翼端漏れ渦の影響を排除し、羽根車後流の影響のみを考慮した分布を入口境界に設けたディフューザ領域単体の簡易化した解析を行う必要性が挙げられる。特に、失速点での大きな周期を持つ渦構造の非定常挙動が、羽根車通過による流入角変動の影響のみで生み出されるのかについて調査を行う。
3. 失速点より流量を低下させると、ディフューザ失速は羽根車流路側へと拡大した後、羽根車失速と干渉し、段全体で旋回するひとつの失速セルを形成する。しかし、ディフューザ失速の拡大による羽根車失速との干渉については、未だ不明な点が多い。そこで、実機試験において、ディフューザ案内羽根負圧面やハブ面に接着させ、取り外し可能な薄型圧力センサを導入し、ディフューザ失速の挙動変化に対するディフューザ流路の圧力変動を調査する。また、解析によりハブ側からシュラウド側への偏流現象が発生した際の羽根車流路内部の渦構造への影響を調査することで、段全体の失速への成長メカニズムを明らかにする。
4. 本研究で培った失速に関する知見を用いて、圧縮機の失速を抑制可能な案内羽根形状を考案する。ディフューザ失速には案内羽根前縁部の渦構造が支配的な役割を果たしているため、案内羽根前縁形状の修正を行う。特に Sweep 形状や Skew 形状を採用する。

謝辞

本論文を遂行するにあたり、御指導賜りました早稲田大学基幹理工学部太田有教授に厚く御礼申し上げます。学部学生から助手の期間を通じて暖かくも厳しく指導して頂いたことで、私自身は非常に大きく成長できたと感じております。この経験を糧にして、今後の研究活動に邁進する所存です。

また、本論文の審査に際して、お忙しい中適切な御助言を賜りました吉村浩明教授、佐藤哲也教授、宮川和芳教授をはじめとする早稲田大学基幹理工学部機械科学航空学科の諸先生方に深く感謝致します。

本論文は、著者が2013年から在籍していた早稲田大学大学院基幹理工学研究科修士課程および博士後期課程の期間に行った研究をまとめたものです。厳しくも優しく御指導して頂いた諸先輩方、および共に切磋琢磨した同期や後輩に数多くの御協力を頂きました。特に、同じ研究班として共に実験・解析を行ったメンバーの尽力に深く感謝いたします。また、西早稲田キャンパス熱流体管理室・加工実習室の職員の方々から多大な御協力を頂きました。ここに厚く御礼申し上げます。最後に、博士課程への進学を支援し見守ってくれた両親への感謝の意を表し、謝辞と致します。

参考文献

- [1] Emmons, H., Pearson, C. and Grant, H., “Compressor surge and stall propagation”, *Trans. of the ASME*, Vol.77, pp.455-469, 1955.
- [2] Day, I. J. and Cumpsty, N. A., “The measurement and interpretation of flow within rotating stall cells in axial compressor”, *Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol.20, pp.101-114, 1978.
- [3] Moore, F. K. and Greitzer, E. M., “A theory of post-stall transient in axial compressor systems: part 1 development of equations”, *Journal of Engineering for Gas Turbines Power*, Vol.108, pp.69-76, 1986.
- [4] Moore, F. K. and Greitzer, E. M., “A theory of post-stall transient in axial compressor systems: part 2 application”, *Journal of Engineering for Gas Turbines Power*, Vol.108, pp.231-239, 1986.
- [5] Day, I. J., “Stall inception in axial flow compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.115, pp.1-9, 1993.
- [6] Camp, T. R. and Day, I. J., “A study of spike and modal stall phenomena in a low-speed axial compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.120, pp.393-401, 1998.
- [7] Mailach, R., Lehmann, I. and Vogeler, K., “Rotating Instabilities in an axial compressor originating from the fluctuating blade tip vortex”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.123, pp.453-460, 2001.
- [8] März, J., Hah, C. and Neise, W., “An experiment and numerical investigation into the mechanism of rotating instability”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.124, pp.367-375, 2002.
- [9] Outa, E., Ohta, Y., Kato, D. and Chiba, K., “Two-dimensional study on evolution of deep rotating stall under uniform inlet conditions in an axial compressor cascades”, *Proceedings of the 14th International Society for Air Breathing Engines*, pp.1–11, 1999.
- [10] Choi, M., Smith, N. H. S. and Vahdati, M., “Validation of numerical simulation for rotating stall in a transonic fan”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.135, 021004, 2013.
- [11] Dodds, J., Vahdati, M., “Rotating stall observation in a high speed compressor – part 1 : experimental study”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.137, 051002, 2015.
- [12] Dodds, J., Vahdati, M., “Rotating stall observation in a high speed compressor – part 2 : numerical study”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.137, 051003, 2015.
- [13] Yamada, K., Furukawa, M., Tamura, Y., Saito, S., Matsuoka, A. and Nakayama, K., “Large-eddy DES analysis of stall inception process in a multi-stage axial flow compressor”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*, GT2016-57104, 2016.

- [14] Perovic, D., Hall, C. A. and Gunn, E. J., “Stall Inception in a boundary layer ingesting fan”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015*, GT2015-43025, 2015.
- [15] 井上 雅弘, 九郎丸 元雄, 谷野 忠和, 中村 公也, 古川 雅人, “軸流圧縮機における小スケール多重旋回失速セル伝播のメカニズム”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.66, No.643, pp.164-169, 2000.
- [16] Inoue, M, Kuroumaru, M., Tanino, T., Yoshida, S. and Furukawa, M., “Comparative studies on short and long length-scale stall cell propagation in an axial compressor rotor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.123, no.1, pp.24-30, 2001.
- [17] Chen, Jen-Ping, Hathaway, M. D. and Herrick, G. P., “Prestall behavior of a transonic axial compressor stage via time-accurate numerical simulation”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.130, 041014, 2008.
- [18] Yamada, K, Kikuta, H., Iwakiri, K., Furukawa, M. and Gunjishima, S., “An explanation for flow features of spike-type stall inception in an axial compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.135, 021023, 2013.
- [19] Beselt, Ch., Pardowise, B., van Rennings, R., Sorge, R., Peitsch, D., Enghardt, L., Thiele, L., Ehrenfreid, K. and Thamsen, P. U., “Influence of the clearance size on rotating instability in an axial compressor stator”, *10th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*, ETC2013-141, 2013.
- [20] Beselt, Ch., Eck, M. and Peitsch, D., “Three-dimensional flow field in highly loaded compressor cascade”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.136, 101007, 2014.
- [21] 山田 和豊, 喜久田 啓明, 古川 雅人, 郡司嶋 智, 原 靖典, “軸流圧縮機動翼列における旋回失速初生プロセスに及ぼす翼端すき間流れの影響”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.79, No.801, pp.900-916, 2013.
- [22] Mizuki, S. and Oosawa, Y., “Unsteady flow within centrifugal compressor channels under rotating stall and surge”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.114, no.2, pp.312-320, 1992.
- [23] 渡辺 啓悦, 有賀 一郎, “遠心羽根なしディフューザにおける旋回失速発生過程”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.59, No.565, pp.2848-2854, 1993.
- [24] 林 信敬, 小山 正晴, 佐野 正利, “旋回失速発生過程における遠心羽根なしディフューザ内静圧場”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.73, No.730, pp.43-50, 2007.
- [25] Ohuchida, S., Kawakubo, T. and Tamaki, H., “Experimental study of rotating stall in vaneless diffuser of a centrifugal compressor”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, GT2013-95468, 2013.
- [26] Zheng, X. and Liu, A., “Phenomena and mechanism of two-regime-surge in a centrifugal compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.137, no.8, 081007, 2015.
- [27] Marconcini, P., Bianchini, A., Checcucci, M., Ferrara, G., Arnone, A., Ferrari, L., Biliotti, D. and Rubino, D. T., “A three-dimensional time-accurate computational fluid

- dynamics simulation of the flow field inside a vaneless diffuser during rotating stall conditions”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.139, 021001, 2017.
- [28] Haupt, U., Rautenberg, M. and Abdel-Hamid, A. N., “Blade excitation by broad-band pressure fluctuations in a centrifugal compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.110, pp.129-137, 1988.
- [29] Haupt, U., Seidel, U., Abdel-Hamid, A. N. and Rautenberg, M., “Unsteady flow in a centrifugal compressor with different types of vaned diffusers”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.110, pp.293-303, 1988.
- [30] 吉田 義樹, 霧崎 展, 村上 芳則, 辻本 良信, “遠心羽根車-ベーン付きディフューザ系に生じる旋回失速:第1報”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, No.530, pp.2991-2998, 1990.
- [31] 吉田 義樹, 霧崎 展, 村上 芳則, 辻本 良信, “遠心羽根車-ベーン付きディフューザ系に生じる旋回失速:第2報”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.56, No.530, pp.2999-3006, 1990.
- [32] 佐野 岳志, 中村 裕樹, 吉田 義樹, 辻本 良信, “ベーンディフューザに発生する交互翼失速と旋回失速 (第1報, 羽根車とディフューザの間隔の影響)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol.66, No.650, pp.2545-2551, 2002.
- [33] 佐野 岳志, 吉田 義樹, 辻本 良信, 中村 裕樹, 松島 達人, “ベーンディフューザに発生する交互翼失速と旋回失速 (数値解析による検討)”, ターボ機械, Vol.30, No.3, pp.169-189, 2002.
- [34] Jenny, P. and Bidaut, Y., “Experimental determination of mechanical stress induced by rotating stall in unshrouded impellers of centrifugal compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.139, no.3, 2017.
- [35] Spakovszky, Z. S., “Backward traveling rotating stall waves in centrifugal compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.126, pp.1-12, 2004.
- [36] Lou, F., Fabian, J. C. and Key, N. L., “Stall inception in a high speed centrifugal compressor during speed transients”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, GT2017-64499, 2017.
- [37] Spakovszky, Z. S. and Roduner, C. H., “Spike and modal stall inception in an advanced centrifugal compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.131, 2009.
- [38] Joukou, S., Shinkawa, Y., Kanno, T., Nishida, H. and Nishioka, T., “Influence of low-solidity cascade diffuser on spike stall inception in a centrifugal compressor”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*, GT2012-69203, 2012.
- [39] 福田 泰之, 武山 祐輔, 太田 有, “側板付羽根車を有する遠心送風機に発生する旋回不安定擾乱の特性”, 日本機械学会論文集, Vol.80, No.809, 2014.
- [40] Iwakiri, K., Furukawa, M., Ibaraki, S. and Tomita, I., “Unsteady and three-dimensional

- flow phenomena in a transonic centrifugal compressor impeller at rotating stall”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009*, GT2009-59516, 2009.
- [41] Tomita, I., Ibaraki, S., Furukawa, M. and Yamada, K., “The effect of tip leakage vortex for operating range enhancement of centrifugal compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.135, no.3, 051020, 2013.
- [42] Buffaz, N. and Trebinjac, I., “Aerodynamics instabilities in transonic centrifugal compressor”, *Journal of Mechanics & Industry*, Vol.15, no.3, pp.191-196, 2014.
- [43] Weichert, S. and Day, I. J., “Detailed measurements of spike formation in an axial compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.136, 051006, 2014.
- [44] Pullan, G., Young, A. M., Day, I. J., Greitzer, E. M. and Spakovsky, Z. S., “Origins and structure of spike-type rotating stall”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.137, 051007, 2015.
- [45] Hewkin-Smith, M., Pullan, G., Grimshaw, S. D., Greitzer, E. M. and Spakovszky, Z. S., “The role of tip leakage flow in spike-type rotating stall inception”, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2017*, GT2017-63655, 2017.
- [46] Everitt, J. N., and Spakovszky, Z. S., “An investigation of stall inception in centrifugal compressor with vaned diffuser”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.135, 011025, 2013.
- [47] Bousquet, Y., Binder, N., Dufour, G., Carbonneau, X., Roumeas, M., and Trebinjac, I., “Numerical simulation of stall inception mechanisms in a centrifugal compressor with vaned diffuser”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.138, 121005, 2016.
- [48] Eck, M., Geist, S. and Peitsch, D., “Physics of prestall propagating disturbances in axial compressors and their potential as a stall warning indicator”, *Journal of Applied Sciences*, Vol.7, no.285, 2017.
- [49] 藤井 孝蔵, “流体力学の数值計算法”, 東京大学出版, pp.147-181, 1994.
- [50] Menter, F. R., “Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows”, *AIAA Paper*, 93-2906, 1993.
- [51] Spalart, P. R., Jou, M.-H., Strelets, M. and Allmaras, S. R., “Comments on the feasibility of les for wings and on the hybrid rans/les approach, advances in DNS/LES”, *Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES*, 1997.
- [52] Strelets, M., “Detached eddy simulation of massively separated flows”, *AIAA Paper*, 2001-0879, 2001.
- [53] Roe, P.L., “Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes”, *Journal of Computational Physics*, pp.357-372, 1981
- [54] van Leer, B., “Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov’s method”, *Journal of Computational Physics*, Vol.32, no.1, pp.101–136, 1979.
- [55] Steger, J. L. and Warming, R. F., “Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic

- equations with application to finite difference methods”, *Journal of Computational Physics*, Vol.40, no.2, pp.263–293, 1981.
- [56] Shima, E., “A simple implicit scheme for structured/unstructured cfd”, *Proceedings of 29th Fluid Dynamic Conference*, pp.325–328, 1997.
- [57] Spalart, P. R., Rumsey, C. L., “Effective inflow conditions for turbulence models in aerodynamic calculations”, *AIAA Journal*, Vol.45, No.10, pp.2544-2553, 2007.
- [58] Jeong, J. and Hussain, F., “On the identification of a vortex”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.285, pp.69–94, 1995.
- [59] Sawada, K., “A convenient visualization Method for identifying vortex centers”, *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol.38, no.120, pp.102-116, 1995.
- [60] 古川 雅人, “ターボ機械における流動現象の知的可視化”, *可視化情報学会誌*, Vol.23, no.91, pp.206-213, 2003.
- [61] Day, I. J., “Stall, surge, and 75 years of research”, *Journal of Turbomachinery*, Vol.138, 011001, 2015.

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名 藤澤 信道 印

(2017年 10月 現在)

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
論文	<p>○Transition Process from Diffuser Stall to Stage Stall in a Centrifugal Compressor with a Vaned Diffuser, International Journal of Rotating Machinery, Vol.2017, Article ID 2861257, 2017-6, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Yutaka Ohta</p> <p>○Unsteady Behavior of Leading-edge Vortex and Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, Journal of Thermal Science, Vol.25, No.1, pp.13-21, 2016-1, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Shotaro Hara, Yutaka Ohta</p> <p>○羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生する失速と前縁渦の関係, 日本機械学会論文集, Vol181, No. 829, DOI:10.1299/transjsme.15-00194, 2015-9, <u>藤澤信道</u>, 原昇太郎, 太田有</p> <p>○Unsteady Behavior and Control of Vortices in Centrifugal Compressor, Journal of Thermal Science, Vol.23, No.5, pp.401-411, 2014-10, Yutaka Ohta, <u>Nobumichi Fujisawa</u></p>
総説	遠心圧縮機ディフューザ前縁形状が騒音・失速特性に与える影響, ターボ機械, 2017-11, <u>藤澤信道</u> , 太田有(掲載決定)
国際会議	<p>Unsteady Behavior of Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, Proceedings of ASME Turbo Expo 2017, GT2017-63400, Charlotte, NC, USA, 2017-6, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Ema Daiki, Yutaka Ohta</p> <p>Investigation of Unsteady Flow Field under Developed Rotating Stall in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, The 5th Korea-Japan Joint Workshop on Fans and Compressors, Kyoto, Japan, 2016-10, Sota Ikezu, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Yutaka Ohta</p> <p>Stall Characteristics of a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, Proceedings of 6th Asian Joint Workshop on Thermophysics and Fluid Science, Guilin, China, 2016-9, Sota Ikezu, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Yutaka Ohta</p> <p>Structure of Diffuser Stall and Unsteady Vortices in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, Proceedings of ASME Turbo Expo 2016, GT2016-56154, Seoul, South Korea, 2016-6, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Sota Ikezu, Yutaka Ohta</p> <p>Characteristics of Diffuser Stall and Diffuser Leading-edge Vortex in a Centrifugal Compressor, International Gas Turbine Congress 2015, Tokyo, Japan, 2015-11, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Shotaro Hara, Yutaka Ohta</p> <p>Unsteady Behavior of Leading-edge Vortex and Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor, The 4th Japan Korea Joint Workshop on Fans and Compressor, Goyang, Korea, 2015-10, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Sota Ikezu, Yutaka Ohta</p> <p>Unsteady Behavior of Leading-edge Vortex and Diffuser Stall in a Centrifugal Compressor with Vaned Diffuser, 12th International Symposium on Experimental Computational Aerothermodynamics of Internal Flows, Lercici, Italy, 2015-7, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Shotaro Hara, Yutaka Ohta</p>

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
国際会議 (つづき)	<p>Unsteady Behavior of Leading Edge Vortex and Diffuser Stall Inception in a Centrifugal Compressor, Proceedings of ASME 2014 4th Joint US-European Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM2014-21242, Chicago, USA, 2014-8, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Shotaro Hara, Yutaka Ohta, Takashi Goto</p> <p>Experiments Investigation of Three-dimensional Structure of Rotating Instability Vortex in a Centrifugal Compressor, Asian Congress on Gas Turbine, Seoul, Korea, 2014-8, Yasuyuki Fukuda, Yuta Itagaki, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Yutaka Ohta</p> <p>Effects of Diffuser Vane Geometries on Compressor Performance and Noise Characteristics in a Centrifugal Compressor, Proceedings of ASME 2013 Fluids Engineering Division Summer Meeting, FEDSM2013-16145, Incline Village, Nevada, USA, 2014-8, Yohei Morita, <u>Nobumichi Fujisawa</u>, Takashi Goto, Yutaka Ohta</p>
講演	<p>遠心圧縮機内部に発生するディフューザ失速の流量低下に伴う拡大メカニズム, 第45回日本ガスタービン学会定期講演会, 愛媛, 2017-10, 乾哲也, <u>藤澤信道</u>, 太田有(発表予定)</p> <p>羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生するディフューザ失速の成長過程, 日本流体力学会年会 2017, 東京, 2017-8, 江間大輝, <u>藤澤信道</u>, 太田有</p> <p>遠心圧縮機内部に発生する旋回失速の流量低下に伴う過渡特性, 日本機械学会第94期流体工学部門講演会, 山口, 2016-11, 江間大輝, 池津聡太, <u>藤澤信道</u>, 太田有</p> <p>羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生するディフューザ失速の旋回構造, 第44回日本ガスタービン学会定期講演会, 山形, 2016-10, 池津聡太, 江間大輝, <u>藤澤信道</u>, 太田有</p> <p>遠心圧縮機ディフューザに発生する失速の非定常挙動, ターボ機械協会 第76回北見講演会, 北海道, 2016-9, <u>藤澤信道</u>, 池津聡太, 太田有</p> <p>過給機用遠心圧縮機内部に発生するディフューザ失速の構造と非定常挙動, 第9回送風機・圧縮機の騒音と性能研究文科会, 神奈川, 2016-7, <u>藤澤信道</u>, 池津聡太, 太田有</p> <p>遠心圧縮機の羽根車翼端隙間が内部流れに及ぼす影響, 日本機械学会第93期流体工学部門講演会, 東京, 2015-11, 黒田未来, 池津聡太, <u>藤澤信道</u>, 太田有</p> <p>遠心圧縮機内部に発生する旋回失速と非定常渦の構造, 第43回日本ガスタービン学会定期講演会, 鳥取, 2015-9, 池津聡太, <u>藤澤信道</u>, 太田有</p> <p>遠心圧縮機ディフューザ前縁部に発生する非定常渦の構造, 第8回送風機・圧縮機の騒音と性能研究文科会, 東京, 2015-5, <u>藤澤信道</u>, 原昇太郎, 太田有</p> <p>羽根付ディフューザを有する遠心圧縮機に発生する失速と前縁渦の関係, 第42回日本ガスタービン学会定期講演会, 熊本, 2014-10, <u>藤澤信道</u>, 原昇太郎, 太田有, 後藤尚志</p>

早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

種 類 別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
その他	<p data-bbox="300 367 1474 443">遠心圧縮機内部に発生する旋回失速の過渡的特性の解明と失速制御手法の確立，研究活動スタート支援，採択番号 16H07293，2016-9</p> <p data-bbox="300 479 1102 517">ターボ機械協会第 76 回北見講演会 若手優秀講演賞 2016-9</p> <p data-bbox="300 553 691 591">日本機械学会 三浦賞 2015-3</p> <p data-bbox="300 627 1031 665">第 42 回日本ガスタービン学会学生優秀講演賞 2014-10</p> <p data-bbox="300 701 691 739">日本機械学会 畠山賞 2013-3</p>