

2022（令和4）年度 修士学位論文

軸流圧縮機の失速特性改善に向けた翼端溝加工の評価

Evaluation of Tip Grooving Effects to Improve Stall Characteristics
of Axial-Flow Compressors

2023年3月3日

高知工科大学大学院 工学研究科基盤工学専攻
航空宇宙工学コース

1255034 高島 涼太郎

指導教員 野崎 理

目次

第1章 序論	1
1.1 研究背景.....	1
1.1.1 燃料消費率と圧力比	1
1.1.2 ジェットエンジンの構成と圧縮機.....	2
1.1.3 圧縮機の作動条件.....	2
1.1.4 圧縮機内の流れ.....	3
1.1.5 既存の失速特性改善方法	3
1.2 研究目的.....	4
1.3 研究方法.....	4
1.3.1 直線翼列	4
1.3.2 動翼回転運動の模擬	5
1.3.4 風洞実験と数値計算	5
2章 実験機器	6
2.1 風洞関連装置	6
2.1.1 直線翼列風洞装置	6
2.1.2 翼	6
2.1.2.1 一体翼.....	7
2.1.2.2 翼端取り換え翼.....	7
2.1.2.3 翼端部品.....	7
2.1.2.4 穴埋め用パテ	7
2.1.4 可動壁.....	8
2.1.5 主流計測用ピトー管	9
2.2 翼端間隙の流速計測に係る装置.....	10
2.2.1 レーザードップラー流速計(LDV).....	10
2.2.2 3軸トラバース装置	10
2.2.3 黒染剤.....	11
2.3 翼面圧力計測に係る装置	12
2.3.1 圧力孔付き翼.....	12

2.3.2 多点デジタル圧力計 ScanivalveDSA3217/16Px.....	14
3 章 風洞実験.....	15
3.1 翼端隙間の流速計測.....	15
3.1.1 実験条件.....	15
3.1.2 実験結果と考察.....	17
3.2 翼面圧力計測.....	21
3.2.1 実験条件.....	21
3.2.2 実験結果と考察.....	21
4 章 数値計算.....	25
4.1 計算ソフト.....	25
4.2 計算対象と計算条件.....	29
4.3 計算結果.....	30
5 章 実験と計算の比較.....	33
5.1 翼面圧力の比較.....	33
5.2 翼端間隙内の流速分布の比較.....	35
5.3 実験結果の補完.....	37
6 章 結言.....	39
謝辞.....	40
参照文献.....	40

第1章 序論

本論文は軸流圧縮機動翼の失速特性改善を最終目標とする研究であり、直線翼列と可動壁を用いて翼端に溝を加工した際の翼周りの流れ現象を捉え、その現象と効果を検討する基礎研究と位置付けられるものである。第1章では本研究の背景及び目的、研究方法について説明する。

1.1 研究背景

航空機においては商用供用が始まって以来、経済性の向上が常に求められてきており、図1に示すように燃料消費率は年々改善されている。

近年ではそれに加え、航空輸送量の増加により、環境負荷の低減が急務となっており、今日航空機の原動機として一般に用いられるジェットエンジンにおいては、さらなる燃料消費率の低減が求められる。

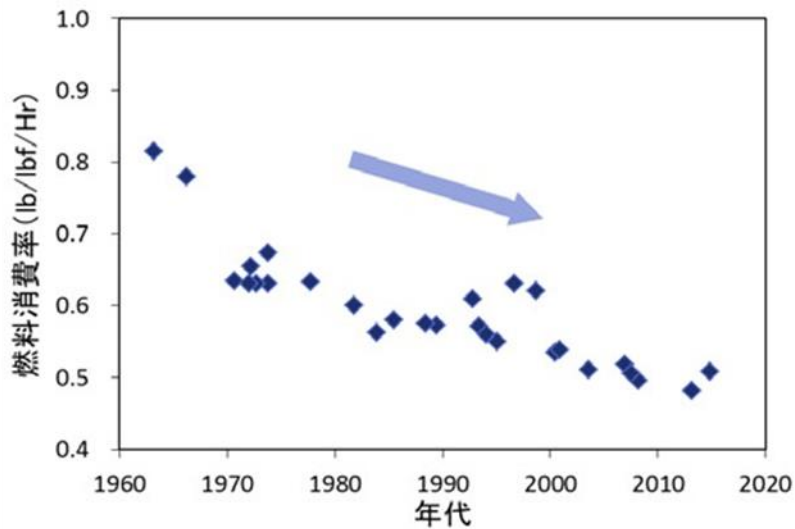


図1 推力当たりの燃料消費率の変遷 [1]

1.1.1 燃料消費率と圧力比

燃料消費率(Specific Fuel Consumption :SFC)は熱効率(η_{thermal})、伝達効率(η_{transfer})、推進効率($\eta_{\text{propulsive}}$)、機速(V_0)を用いた式(1.1)の関係式によって表される。ジェットエンジンはブレイトンサイクルに従う熱機関であり、その熱効率は圧力比 $\gamma = p_2/p_1$ を用いて式(1.2)に示される。よって、圧力比の向上はジェットエンジンの熱効率を向上し、燃料消費率の低減につながる。

$$\text{SFC} = \frac{W_f}{F_n} \propto \frac{V_0}{\eta_{\text{overall}}} = \frac{V_0}{\eta_{\text{thermal}} \cdot \eta_{\text{transfer}} \cdot \eta_{\text{propulsive}}} \quad (1.1)$$

SFC: 燃料消費率, W_f : 燃料流量, F_n : 推力, V_0 : 機速

η_{overall} : 全体効率, η_{thermal} : 熱効率, η_{transfer} : 伝達効率, $\eta_{\text{propulsive}}$: 推進効率

$$\eta_{\text{thermal}} = 1 - \frac{q_L}{q_H} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\gamma^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (1.2)$$

$$\gamma = \frac{p_2}{p_1} \cdots \text{圧力比}$$

1.1.2 ジェットエンジンの構成と圧縮機

ジェットエンジンは図 2 に示すように圧縮機、燃焼器、タービンなどで構成され、今日圧縮機は一般に軸流圧縮機が用いられる。軸流圧縮機は回転軸に取り付けられた動翼とケーシングに取り付けられた静翼が交互に配置され、動翼と静翼一組を段と呼ぶ。圧力比を上げるためには圧縮機の段数を増やす方法と 1 段当たりの圧力比を向上する方法がある。段数を増やす方法では重量の増加やメンテナンスの煩雑化により、燃料消費率や経済性の悪化を招くため、航空機用としては 1 段当たりの圧力比を増加させることが望ましい。

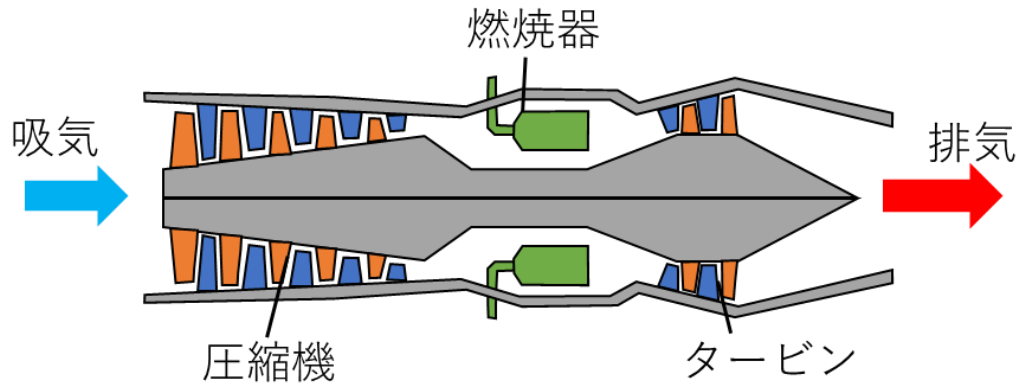


図 2 ジェットエンジンの模式図

1.1.3 圧縮機の作動条件

図 3 に軸流圧縮機の特性格線図と作動線を示す。圧力比の向上は流量に対する回転数を上げることで達成される。しかし回転数に対して流量が減りすぎるとサージ線に達し、圧縮機内で空気が激しく振動する。これはサージングと呼ばれ、大きな振動を発生しエンジンを破壊することがある。高い安全性が求められる航空機において、推力を喪失させる恐れのあるサージングの発生は避けなければならない。サージ線との間に十分な余裕を持たせて作動線を設定し、設計しなければならない。

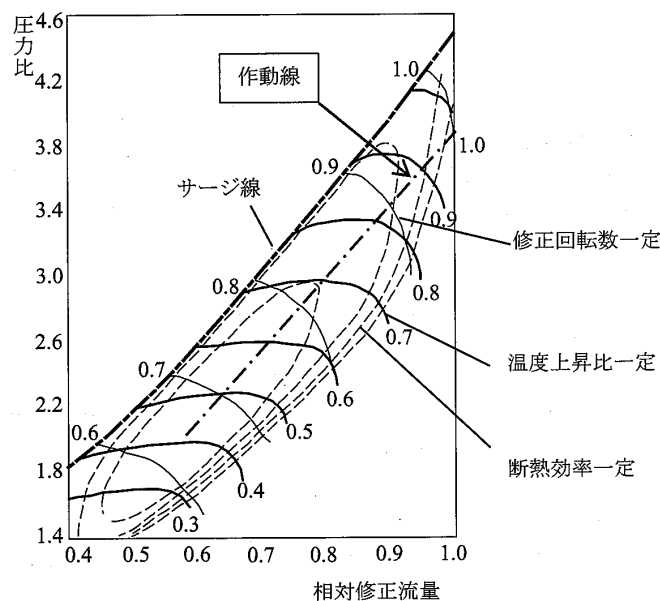


図 3 圧縮機特性格線図

1.1.4 圧縮機内の流れ

圧縮機内の流れと翼の関係は図 4 に示す速度三角形で表される通りとなる。

動翼の流入角 β_1 は、動翼の回転周速 U_1 と流入速度 C_1 の関係によって定まる相対速度 W_1 と、軸方向とのなす角となる。

前項の通り、圧力比上昇のため流量に対する回転数を増加させた場合、主流の軸方向速度 C_{x1} に対する回転周速 U_1 が大きくなり、流入角 β_1 が大きくなることとなる。これにより、動翼の迎角が上昇し動翼が失速すると、サージングや旋回失速を発生するため、失速特性の改善が求められる。

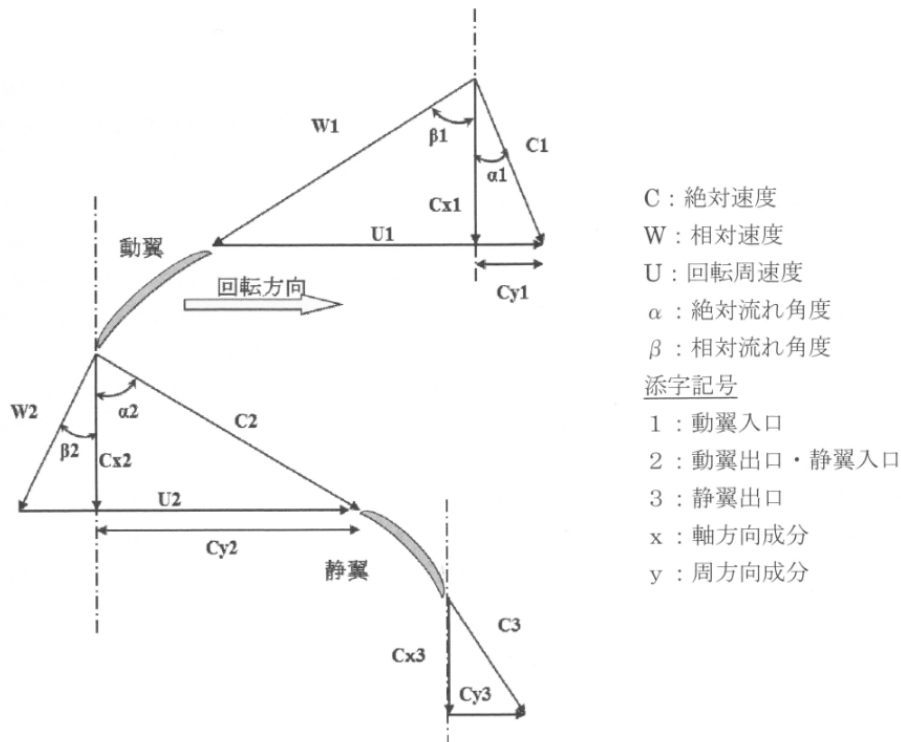


図 4 圧縮機翼列における速度三角形

1.1.5 既存の失速特性改善方法

既存の失速特性改善法として図 5 に示すような、ケーシングトリートメントという手法が実用化されている。これは、ケーシングに溝を加工することで翼端漏れ流れを制御し、失速特性を改善するものであるが、翼端漏れ流れを大きく増やしてしまうことから、圧縮機の断熱効率を低下させ、熱効率に悪影響を及ぼしてしまう。



図 5 ケーシングトリートメントの例 [2]

1.2 研究目的

前項までの背景から、効率の低下を最小限に抑えた、失速特性改善手法が求められる。本研究では、ケーシングトリートメントに代わり、翼端に溝を加工する翼端溝加工に着目し、効率の低下を抑えた失速特性向上効果の高い翼端溝形状の提案を最終目的とし、前縁に単純な溝を施したモデルについて翼面圧力及び、翼端隙間の流速を計測し、数値計算結果と比較することで翼端溝が流れ場に与える影響を評価する。

1.3 研究方法

軸流圧縮機の動翼周りの流れについて実験と計算の両方の観点で研究を行った。その方法について説明する。

1.3.1 直線翼列

軸流圧縮機の動翼列を流入面側から見た図を図 6(a)に示す。

軸流圧縮機の動翼列は、環状の翼列が高速で回転しており、特定の翼を追跡しながら計測を行うことは困難であることに加え、今回計測を行いたい純粋な翼列流れに遠心力とコリオリ力が加わった流れとなってしまう。そこで、図 6(a)の環状翼列を図 6(b)のように仮想的に切断し、図 6(c)のように直線に展開した直線翼列を研究対象とした。

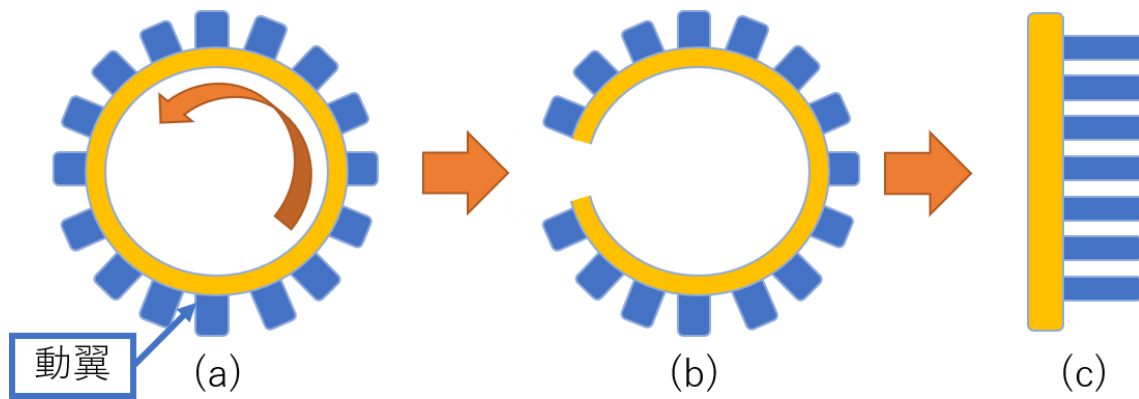


図 6 環状翼列と直線翼列の関係

1.3.2 動翼回転運動の模擬

研究の対象とする直線翼列は静止した対象であるため、図 7(d)に示すようなケーシングの中で回転する動翼を復元するには、空気との相対運動に加えて、ケーシングとの相対運動を模擬する必要がある。そこで、図 7(f)のように翼端壁を運動させることによりケーシングとの相対運動を満足し計測を行った。

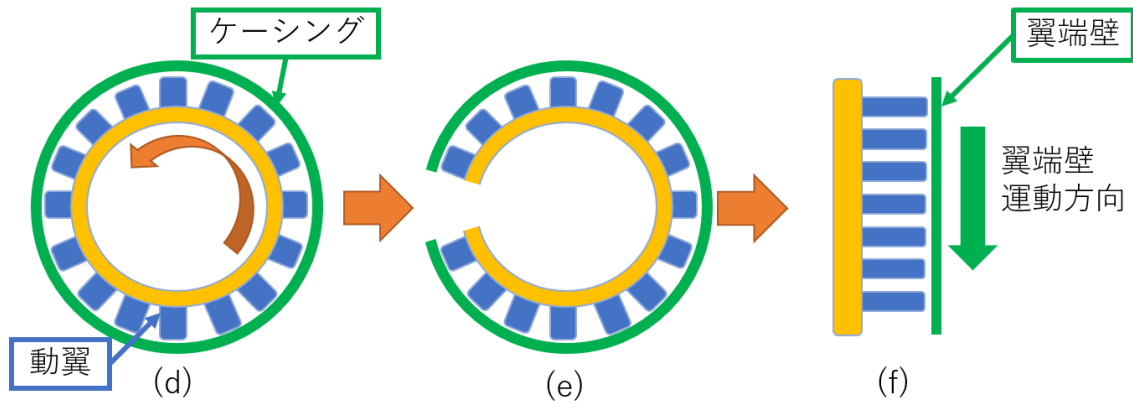


図 7 翼とケーシングの相対運動

1.3.4 風洞実験と数値計算

前出の対象に対し、風洞実験と数値計算を行った。風洞実験では翼端間隙内を流れる翼端漏れ流れの流速の計測と翼面圧力の計測を行う。しかし、計測できる範囲が限られていることから、数値計算を同時に行うことによって実験での計測範囲外で発生する現象について補完し、翼端溝が流れに与える影響を調査する。

2 章 実験機器

実験に使用した物品について、用途別にまとめて説明する。

2.1 風洞関連装置

翼列流れの再現にかかわる装置を説明する。

2.1.1 直線翼列風洞装置

図 8 に示す風洞装置は、最大主流速度 40m/s の低速吹き出し風洞であり、送風機によって噴出された空気がハニカムコアと 3 枚のメッシュによって整流され、一様な流れとなって試験部に導かれる。翼は図 9 に示す異なる食違い角毎に製作された翼取り付け板に 7 枚の翼を取り付けることで翼列を設定する。翼取り付け板を取り換えることで選択的に食違い角を設定でき、半月状の計測部を回転させることで、流入角を無段階で設定できる機構となっている。



図 8 直線翼列風洞外観



図 9 翼取り付け板

2.1.2 翼

使用した翼型は NACA 65-810 で、翼弦長は 80mm、翼幅は 180mm である。前述の通り、本研究では 7 枚で構

成される翼列を対象としており、異なる翼端形状に関する計測を行うが、各形状の翼を新製すると非常にコストがかかることから、計測対象とする翼とその前後の翼である上から3枚目、4枚目、5枚目の翼に翼端部が交換可能な翼を使用している。

2.1.2.1 一体翼

翼端溝のない翼として用いている一体翼で Al-Mg 系合金である A5052 から 5 軸加工機で削り出しにより制作した。翼端溝なし形状の翼に関する計測の際に 4 枚目を除く 6 枚の翼に使用し、翼端溝あり形状の翼に関する計測の際は 3~5 枚目の翼を除く 4 枚の翼に使用した。

2.1.2.2 翼端取り換え翼

様々な形状の翼端溝について実験を行うことを目的とし、翼端部 10mm を取り換え可能な構造とした翼であり、2本の平行ピンと1本の m3 皿ネジによって翼端部を固定する構造となっている。材質は A5052 で、上述の一体翼に固定孔を加工した後にワイヤー放電加工で切り離すことで制作している。計測では翼端溝なし翼の計測時の 4 枚目翼、翼端溝あり翼計測時の 3~5 枚目翼に使用した。

2.1.2.3 翼端部品

上述の翼端取り換え翼の翼端部品であり、本研究では、翼端溝なし形状が1つ、翼端溝あり形状を3つ使用した。翼端溝の形状は前縁から 2mm の位置に幅 2mm 深さ 4mm の溝を加工した。

2.1.2.4 穴埋め用パテ

翼端部品は精度保持のため平行ピン用の穴とネジ用の穴が貫通した形状となっており、使用時には平行ピン用の貫通孔とネジ頭部の十字穴が翼端流れに影響する可能性がある。これを防止するため、平行ピン用の貫通孔を金属用のエポキシパテを用いて埋め、ネジ頭部の十字穴を取り外しのできる不乾性パテであるタイシーラーを用いて埋めた。使用したエポキシパテの外観を図 10 成分を表 1 に、タイシーラー外観を図 11,成分を表 2 に示す。



図 10 エポキシパテ

表 1 エポキシパテの成分

化学名	エポキシ樹脂系パテ
成分	ビスフェノールA型エポキシ樹脂
	ポリチオール
	無機質充填剤
	三級アミン
	シリカ
	硫化亜鉛



図 11 タイシーラー

表 2 タイシーラーの成分

化学名	ポリオレフィン樹脂パテ
成分	オレフィン樹脂
	無機質充填剤
	添加剤, 着色剤
	カーボンブラック
	ステアリン酸亜鉛

2.1.4 可動壁

図 12 に可動壁外観を示す。緑色のベルトを有しており、回転することで、翼列とケーシングの相對運動を、満足する構造となっている。ベルトは三相誘導電動機につながれたローラーによって駆動され、電動機はインバーターを用いて周波数を制御することで任意の速度に制御している。可動壁の諸元を表 3 に示す。

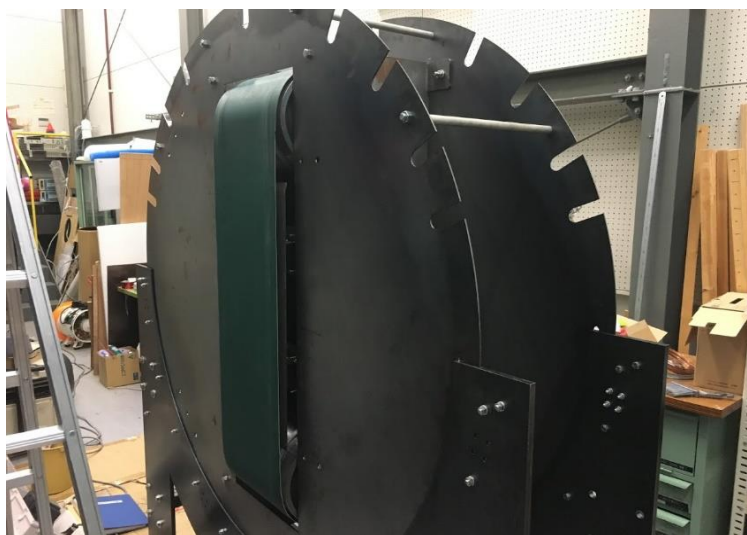


図 12 可動壁

表 3 可動壁諸元

	製造	株式会社 栄光工業
	材質	SS400
電動機	製造	三菱電機
	形式	SF-PR(200V-4P-2.2kW)
	電圧[V]	200
	出力[kW]	2.2
	極数[P]	4
	定格電流[A]	8.8
	定格回転速度[rpm]	1745
	エネルギー消費効率[%]	89.9
	概略質量[kg]	29
ベルト	製造	三ツ星ベルト
	シリーズ	Tailorbelt
	品種	NS82UG0/2G
	サイズ(幅×周長)[mm]	300×2470
インバータ	製造	三菱電機
	シリーズ	FREQROL D-700
	品番	FR-D720-2.2K
	適用モータ容量[kW]	2.2
	定格容量[kVA]	4.0
	定格電圧	三相200-240V
	定格電流[A]	10.0
	冷却方法	強制空冷
	概略質量[kg]	1.4
	制御方法	Soft-PWM制御
	出力周波数範囲[Hz]	0.2~400
総重量[kg]		350
ベルト角度[deg]		制限なし
最低ベルト速度[m/s]		8
最高ベルト速度[m/s]		140

2.1.5 主流計測用ピトー管

主流計測に用いたピトー管を図 13 に示す。ツクバリカセイキ(株)製 F-202 JIS 型ピトー管を使用した。主流計測用に用いた差圧計は 2.3.2 項で後述する微差圧計を用いて計測を行った。

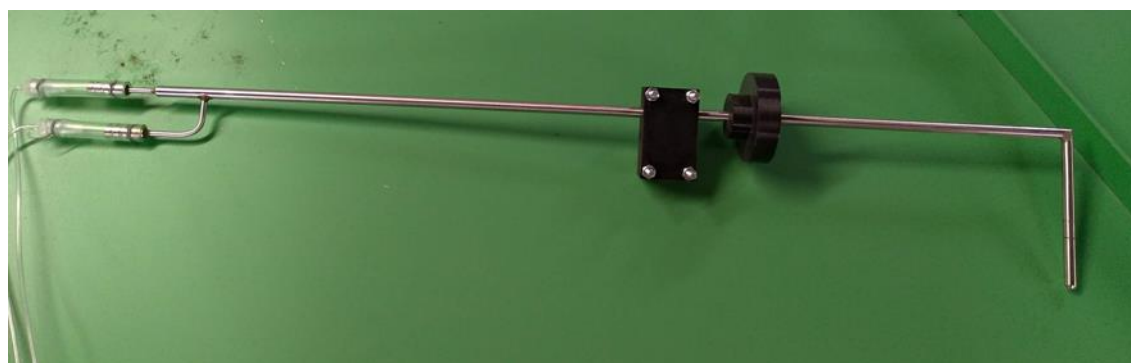


図 13 ツクバリカセイキ(株)製 F-202 JIS 型ピトー管

2.2 翼端間隙の流速計測に係る装置

翼端隙間の流速計測にかかわる機器について説明する。

2.2.1 レーザードップラー流速計(LDV)

翼端隙間流速の計測には、非接触で軽遅くが可能であるレーザードップラー流速計を用いた。使用した日本カノマックス(株)の SmartLDV II の外観を図 14、仕様を表 4 に示す。2 本のレーザー交差させることで生じる干渉縞内を微細粒子が通過することで、強弱を持つ散乱光が発生する。この強度変化をドップラー信号としてとらえ、ドップラー信号の周波数と干渉縞の間隔から流速が計測できる。



図 14 SmartLDV

表 4 LDV 諸元

使用レーザー	ダイオードレーザー
レーザー出力	60mW(クラスB)
Laser Wave Length(nm)	660.00
Crossing Angle(deg)	5.65
Fringe Space(μm)	6.70
Beam Space(mm)	40.00
Focal Length(mm)	393.50
Beam Diameter(mm)	1.30
Point : Width(μm)	254.67
Point : Length(μm)	5161.02

2.2.2 3 軸トラバース装置

LDV を任意の計測位置にセットするため、3 軸トラバース装置を用いた。使用した 3 軸トラバース装置を図 15 に示す。3 つの直交する軸を持ち、座標を入力した CSV ファイルによって自動制御が可能である。



図 15 3 軸トラバース装置

2.2.3 黒染剤

翼端付近を前出の LDV で計測する際、トレーサー粒子の散乱光以外の光は、ノイズとなるため、トレーサー粒子以外の散乱光及び反射光を減少させる目的で、計測点付近の翼に黒色塗装を施した。

黒色塗装を施した翼は、計測翼とその上下の翼である上から 3 枚目、4 枚目、5 枚目の翼である。

使用した黒染剤であるファインケミカルジャパン株式会社製のファイン・スプレーブラッセンを図 16 に示し、成分を表 5 に示す。



図 16 ファイン・スプレーブラッセン

表 5 黒染材の成分

成分	ウレタン樹脂
	セルロース系バインダー
	グラファイト微粉末
	酢酸エチル
	酢酸ブチル
	イソプロピルアルコール
	プロピレングリコールモノメチルエーテル
	1-ブタノール
	ジメチルエーテル

2.3 翼面圧力計測に係る装置

翼面圧力計測のためにかかわる機器について説明する

2.3.1 圧力孔付き翼

翼面圧力計測用翼を図 17 に、翼面を透過し内部配管を表示した図を図 18 に示す。翼端溝による翼面圧力への影響がスパン位置によって異なることが考えられたため、スパン位置が異なる 3 面での翼面圧力計測が可能である設計とした。計測面の位置は 11%スパン、17%スパン、44%スパンの 3 位置であり、各スパン位置で 24 点、全 72 点の計測位置を持つ翼である。元の翼が薄く、切削等によって翼面を開削し配管の埋め込む方法では翼面形状の精度を保ったまま加工することが困難であったため、翼は内部配管及び圧力孔となる空洞を持つ直保体状のステンレスブロックを金属 3D プリンタで出力し、このブロックを翼形状に切削する方法で加工され

ている。翼を風洞に取り付けるための寸法的制約により、12本の圧力管で72点の計測をする必要があるため、すべての圧力孔をセロハンテープ等によって封鎖し、取得する圧力孔12か所にのみ穴をあけて計測を行う。翼面圧力計測においても翼端溝の有無による差異を計測するため、前出の2.1.2.3項で説明した翼端交換部品を適応な翼端形状としている。計測用圧力孔位置を表6に示す。

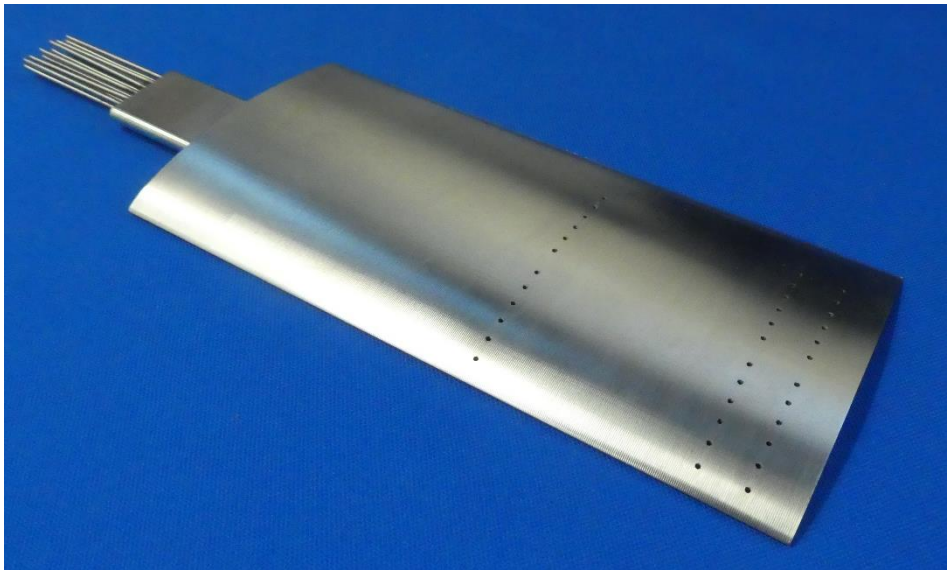


図 17 翼面圧力計測翼

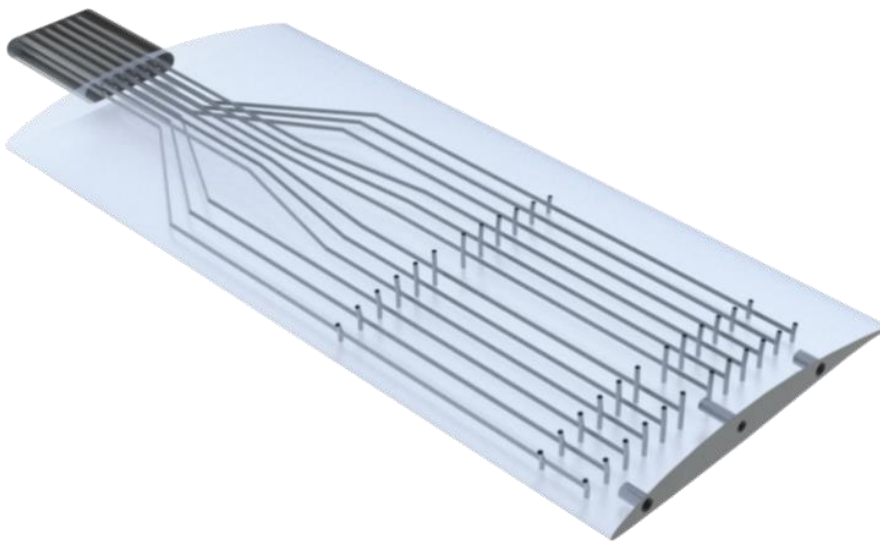


図 18 翼面圧力計測翼透過図

表 6 圧力孔位置

圧力孔番号	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
腹面計測位置[%]	7.025	13.3	19.475	25.613	31.713	37.825	47.563	52.8	59.788	65.95	72.138	78.375
背面計測位置[%]	6.25	12.5	18.75	25	31.25	37.5	47.5	52.5	60	65	72.5	77.5

2.3.2 多点デジタル圧力計 Scanivalve DSA3217/16Px



図 19 Scanivalve DSA3217/16Px

表 7 DSA3217/16Px の仕様

仕様・特性		
ピエゾ抵抗式圧力センサ[ch]	16	
圧力入力仕様	外径1.6mmのSUSチューブ	
圧力レンジ[kPa]	2.5	
精度[%]	0.20%	
分解能[bit]	16	
スキャンレート[Hz]	500	
接続	Ethernet 10baseT	
接続プロトコル	TCP/IP,UDP	
動作温度[°C]	0~60	
温度補正レンジ[°C]	0~60	
コネクタタイプ	入出力	RJ-45
	電源	Bendix PTO6A-8-3S-SR,3ピンメス
	トリガ	Bendix PTO6A-8-6S-SR,6ピンメス
電源	28Vdc nominal @ 400mA(20-36Vdc)	
外部トリガ	6.5mA at 9Vdc minimum edge sensing	
許容圧力[kPa]	13.79	
最大リファレンス圧[kPa]	1724	
温度補償レンジ内の温度影響[% F.S./°C]	±0.001	
重量[kg]	2.9	

3 章 風洞実験

3 章では前章で記した実験機器を用いて行った翼端隙間の流速分布及び、翼面圧力の計測について説明する。

3.1 翼端隙間の流速計測

翼端漏れ流れの計測を目的とし、翼端隙間の流速分布を計測した。計測は狭隘な範囲を非接触で計測可能である LDV を用いて行った。計測について説明する

3.1.1 実験条件

実験で使用した翼列は、食違い角 26.3 度、弦接比は 1 となる翼列を用い、風洞主流の流速は 38m/s とし、可動壁の運動速度は動翼周速を模擬するため次の式(3.1)で表される速度とした。実験条件を表 8 に示し、LDV のパラメータを表 9 に示す。LDV の計測条件である Trigger Level, Input Gain はサンプル数と有効データ率が低い値となるように調整しながら計測した。

$$V = U\sin(\beta) \quad (3.1)$$

V : 可動壁速度, U : 主流速度, β : 流入角

表 8 実験条件

流入角[deg]	45	50	52
食違い角[deg]	26.3		
迎角[deg]	18.7	23.7	25.7
ピッチ[mm]	80		
弦接比[-]	1		
流速[m/s]	38		
可動壁速度[m/s]	26.9	29.1	29.9

表 9 LDV パラメータ

レーザー波長[nm]	660.0
レーザー交差角度[deg]	5.65
レーザーシフト周波数[MHz]	2.00
Trigger Level	28~80
Input Gain	18~30

流入角は、45 度、50 度、52 度の 3 つについて、それぞれ翼端溝の有無による変化を調査した。計測範囲は図 20 に示すように翼弦線を基準に圧力面方向に 5mm、負圧面方向に 15mm とし、翼後縁から 10mm 後方から翼前縁の 5mm 前方までの平行四辺形状の範囲とした。計測点は鉛直方向に 1mm ずつ 21 点取り、主流方向に 41 点均等に配置した。計測位置は翼端隙間 3.5mm のうち翼端から 2.5mm の位置を計測した。翼端隙間の幅は LDV のレーザーが入射可能であり、計測可能である最小の翼端隙間である。計測部の外観を図 21 に示す。装置や計測翼以外の翼などの障害物による LDV のレーザーの遮蔽を避けるため、図 22, 図 23 に示すように主流方向から 72 度、可動壁から 2.8 度傾けて設置し計測を行った。流速の方向は、翼根から翼端に向かう向きを正、翼端

から翼根に向かう流れを負とした。取得結果は主流流速を用いて式(3.2)に示す通りに無次元化した。

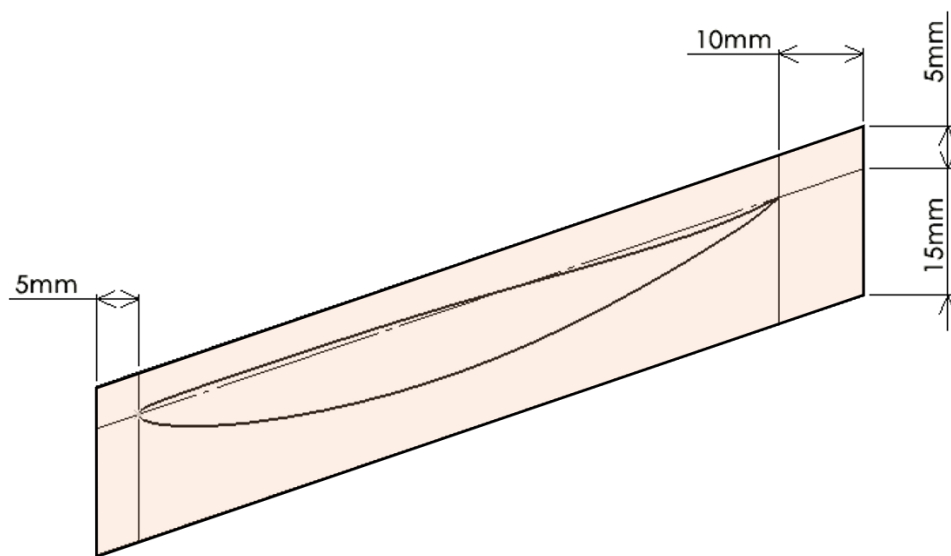


図 20 翼端隙間計測範囲

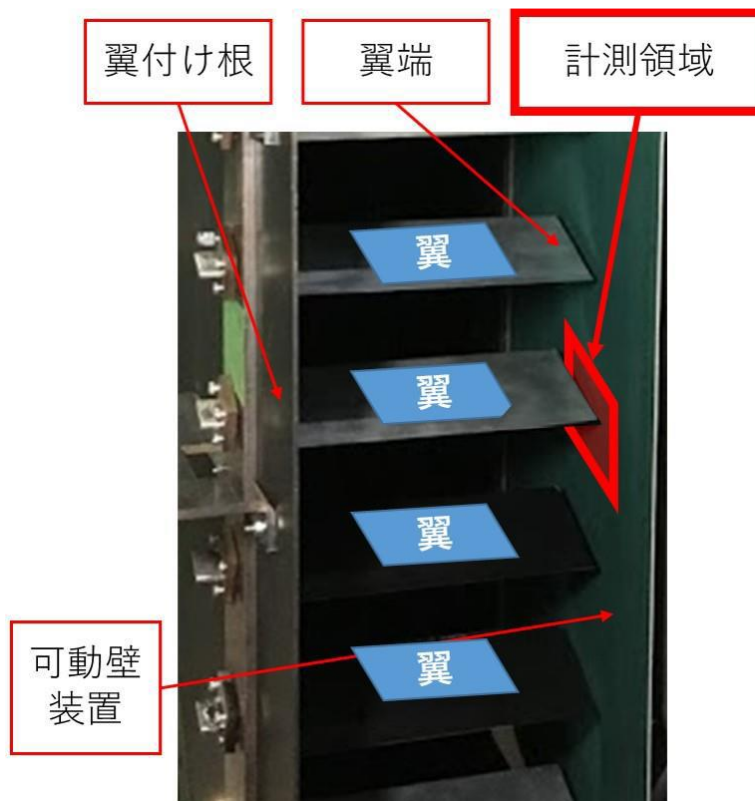


図 21 計測部外観

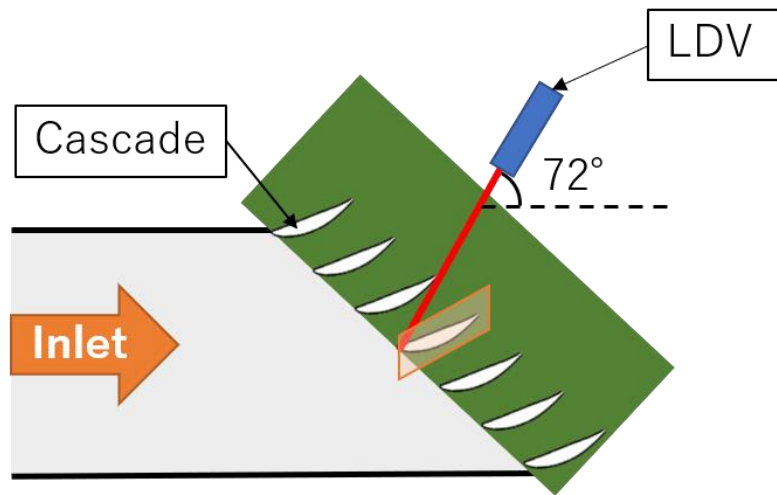


図 22 LDV と主流方向の関係

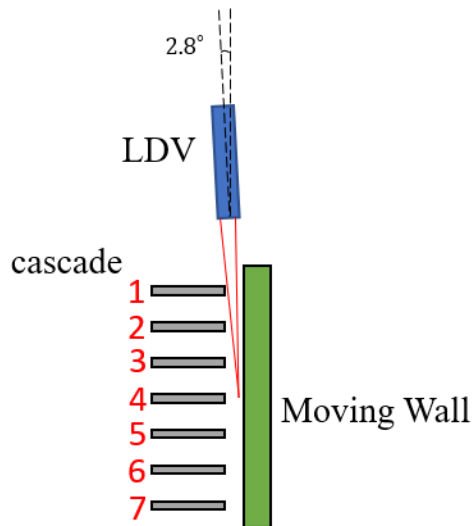


図 23 翼端間隙へのレーザー照射方法

$$u^* = \frac{u_l}{U} \quad (3.2)$$

u^* : 無次元速度, u_l : 計測速度, U : 主流流速

3.1.2 実験結果と考察

流入角 45 度の際の流速計測結果を図 24 に示す. (a)が溝なし(b)が溝ありの結果を示している. 全体的な流速分布の内両者に共通する分布として, 翼の圧力面で翼根から翼端に向かう分布, 逆に翼の負圧面で翼端から翼根に向かう分布が生じ, この分布は翼弦線付近を境目として流速の方向が変わっていることが見られた. この分布は主流の影響によって翼の圧力面側が高圧に, 負圧面が低圧になることで生じる, 翼圧力面から翼端隙間を通り, 翼負圧面に流れる翼端漏れ流れであると考察している. 特に, 翼負圧面側の 50%cord から後縁にかけての青色の領域は鉛直方向に強弱が交互に生じており, 渦断面のような流速分布となっていることから, 翼端漏れ渦が負圧面に沿って流出しているものと考え. 翼端漏れ流れと翼端漏れ渦は図 26 に示す軸流翼列に生

じる流れの一つである。以降この流れを翼端漏れ流れであると仮定して考察を続ける。

全体的な流れ分布を比較した際に翼面付近では翼端溝あり翼において溝なし翼より弱い分布が出ていた。これは翼端溝の加工により、圧力面と負圧面の圧力差に対して翼端隙間の大きさが増えたことと、翼端隙間の増加により翼面圧力差が低下したことによって流速が低下し、発生したと考える。

図 25 に示すように、流入角 45 度において溝ありの流速分布から溝なしの分布を減じると、翼前縁から水平軸の-30[mm]程度の位置まで強い分布と弱い分布が交互に生じる、渦の断面のような流れが見られた。これは溝から流れ出た流れにより溝直後で剥離が発生することと、前縁で翼端に生じる翼端漏れ渦が溝によって負圧面に流出したことで 2 本の渦が負圧面に流れこのような変化が生じたと考える。後方の翼端漏れ渦と考える流れがより強くなっていることから、前縁付近で溝によって流出する渦は通常翼の翼端漏れ渦よりも高いエネルギーを持ち強い渦を生じていると考えられる。

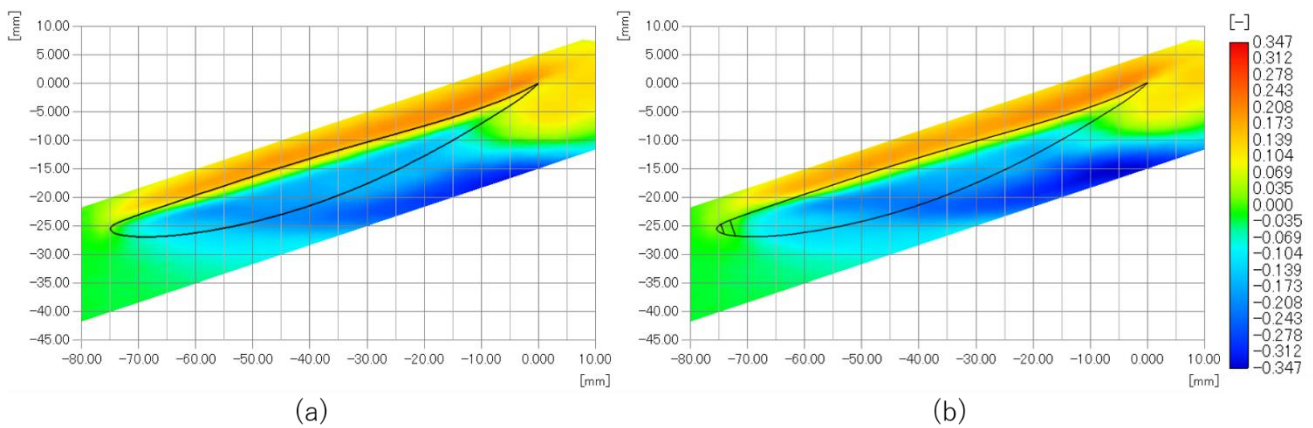


図 24 流入角 45 度における翼端間隙の流速分布

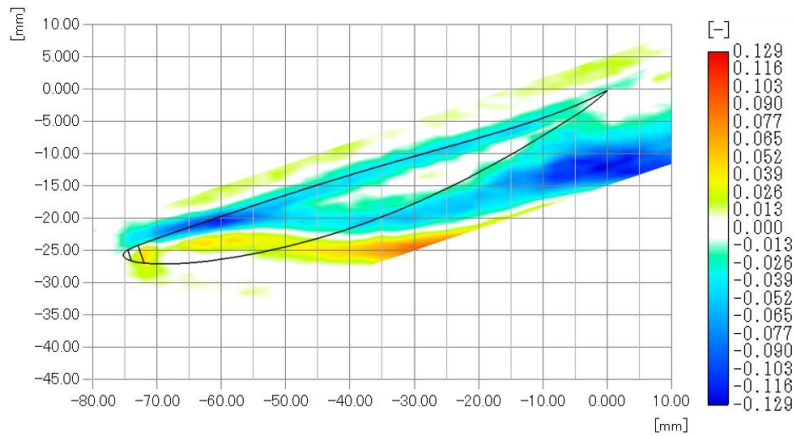


図 25 流入角 45 度における翼端溝の有無による差

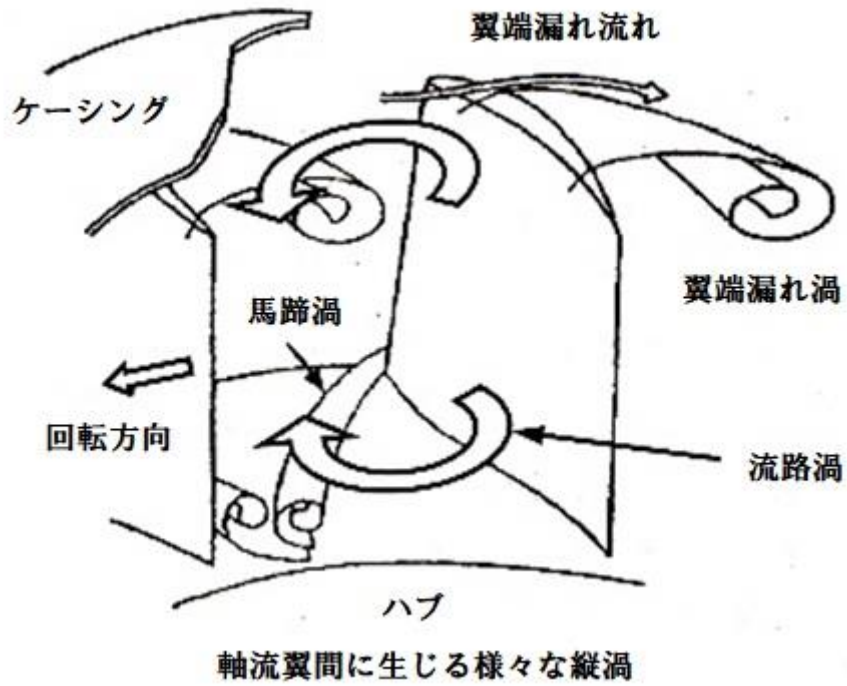


図 26 軸流翼間に生じる流れ

流入角 50 度の際の流速計測結果を図 27 に示す。(c)に溝なし、(d)に溝ありの結果を示す。流入角 50 度においては 45 度の際に見られた負圧面上付近で見られたの青い分布が見られなくなった。これは流入角が増えたことにより、翼端漏れ渦が翼負圧面から離脱し、計測領域外に出たために観察できなくなったものであると考えられる。図 28 は、流入角 50 度における図 25 と同様のものであるが、

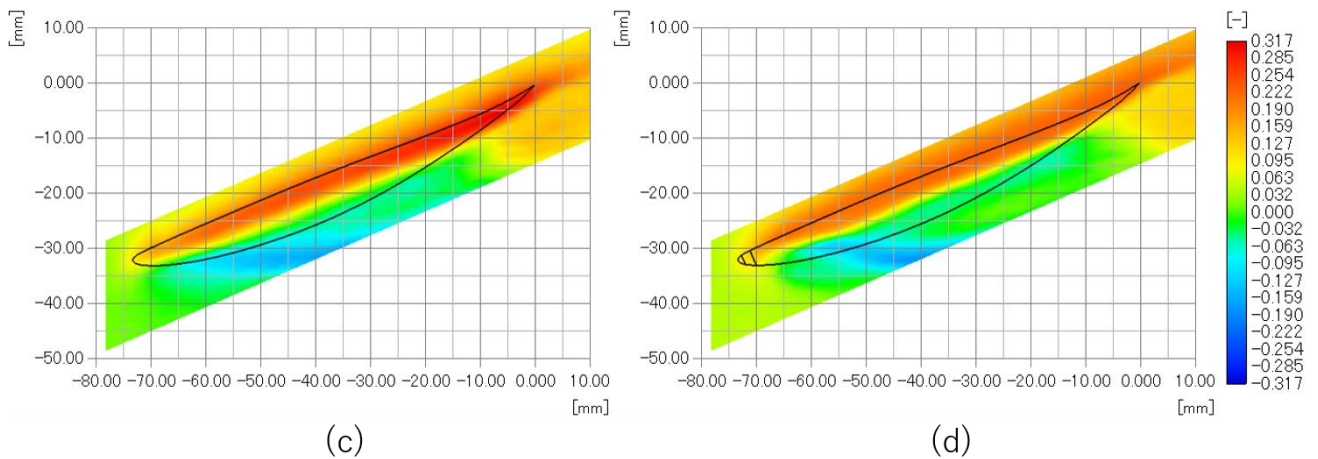


図 27 流入角 50 度における翼端間隙の流速分布

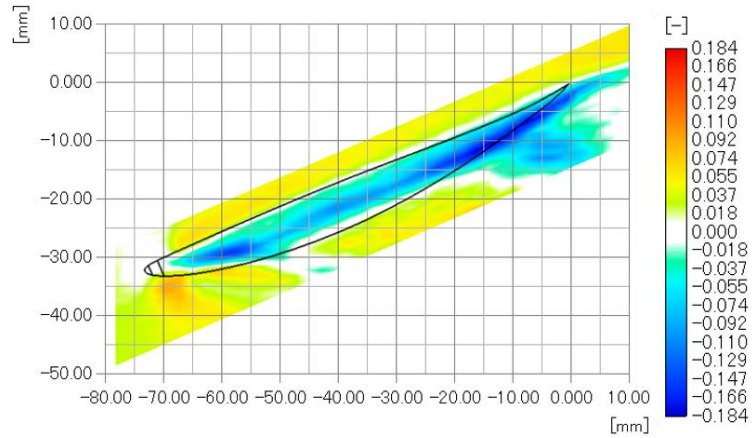


図 28 流入角 50 度における翼端溝の有無による差

流入角 52 度の際の流速計測結果を図 29 に示す。(e)に溝なし、(f)に溝ありの結果を示す。また、図 30 に翼端溝が流速分布に与える効果を示す。

52 度では翼端溝のあるモデルで負圧面の後縁付近に翼端漏れ渦と考えられる青い領域が写っていた。また、図 30 において翼弦線付近の青い領域が翼負圧面側に生じていた。

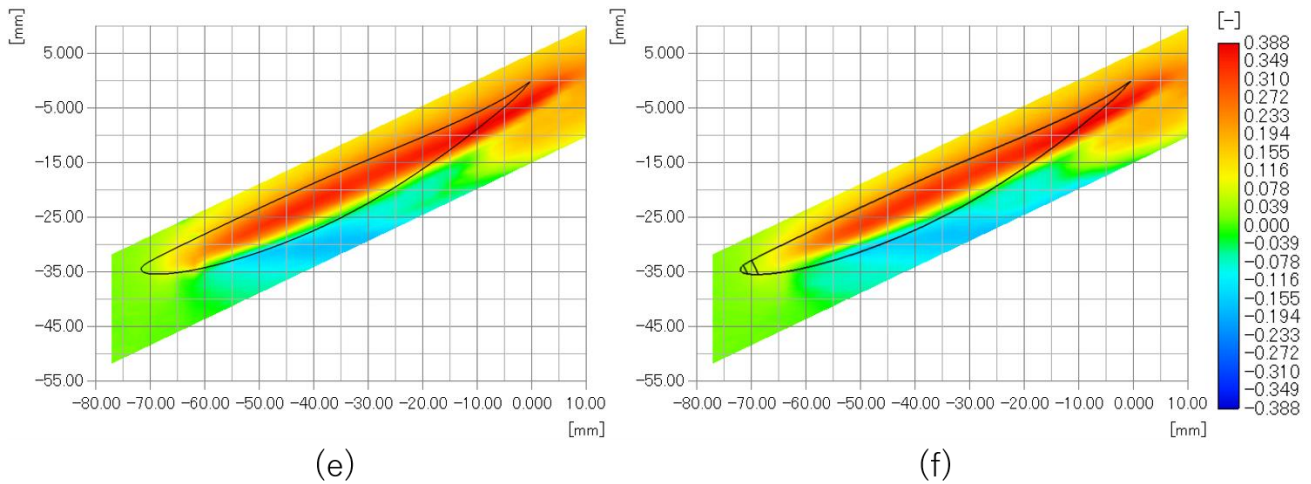


図 29 流入角 52 度における翼端間隙の流速分布

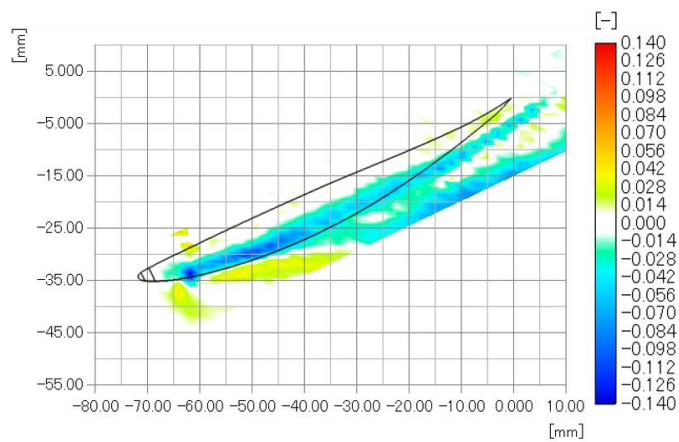


図 30 流入角 52 度における翼端溝の有無による差

3.2 翼面圧力計測

翼端溝が翼面圧力に及ぼす効果を調査するため翼面圧力を計測した。スパン方向に及ぼす影響を調査するためスパン方向に3か所の計測箇所を設けて計測を行った。その計測について説明する。

3.2.1 実験条件

使用した翼列および、計測条件は3.1.1項に示すLDVを用いた流速計測の際と同様に表8に示される条件で行った。セロハンテープを用いてすべての穴を塞ぎ、希望する計測孔部分のセロハンテープに穴をあけることによって計測を行った。同一スパンにおいて温度や風洞の再起動による誤差を排除するため、特定スパンの圧力面もしくは負圧面ごとに計測を行った。(例:1回目11%スパンの負圧面,2回目11%スパンの圧力面)

計測結果は風洞の主流全圧と主流動圧を用いて式(3.3)に示す通りに無次元化を行った。

$$C_p = \frac{P - p_l}{q} \quad (3.3)$$

P: 主流全圧, p_l : 計測点静圧, q: 主流動圧

3.2.2 実験結果と考察

図31に流入角45度、図32に流入角50度、図33に流入角52度の際の翼面圧力計測結果を示す。流入角45度と50度においては翼端に近い11%スパンと17%スパン位置において翼負圧面側(圧力係数が高い側)の前縁付近で翼端溝ありモデルの圧力係数の低下が見られた。これは、翼端の前縁付近で圧力が高くなっていることを示すことから、揚力係数の低下を引き起こしていると考えられ、前縁の翼端付近で圧力が上昇していることから、翼端溝による漏れの影響であると考えられる。また、圧力係数が変化する位置の傾向として、流入角45度では、11%スパン位置で、25~50%コード位置、17%スパン位置では30%コード付近まで影響していたのに対し、流入角50度では最も前縁の計測点である6%コード位置で最も圧力係数が低下していた。この、流入角が上昇するにつれて圧力係数の低下が顕著である場所が変化する現象は、翼面付近にとどまっていた渦の影響が大きかったために渦の翼面からの離脱が早まる高流入では特に前縁において変化が発生し、低流入角では広い範囲に影響が分布していたと考える。

流入角50度における変化が45度における変化に比べて少ないこともみられ、これに関しては、流入角50度の場合において溝による変化が前縁側に大きく寄ることによって再前縁の計測点よりさらに前側で変化が発生し、計測範囲外に出てしまったことや、風洞では特に翼列の圧力面側に設置されている翼が剥離しやすい状況に陥った場合、剥離した翼から剥離部分が伝播する旋回失速に近い非定常な流れが発生する可能性があり、この現象が発生した際、時間平均を考えると、負圧面の翼面圧力係数は低下することから、翼端溝なし翼においてこの非定常な流れが生じたことで圧力係数が低下した可能性が考えられる。

流入角52度の場合について観察すると、特に負圧面側の翼後縁部分で、溝あり翼と比べて溝なし翼の圧力係数が低下していることが見られた。これは後縁部分の剥離現象によるものと考えられ、溝あり翼では剥離を遅らせる能力があると考えられる。

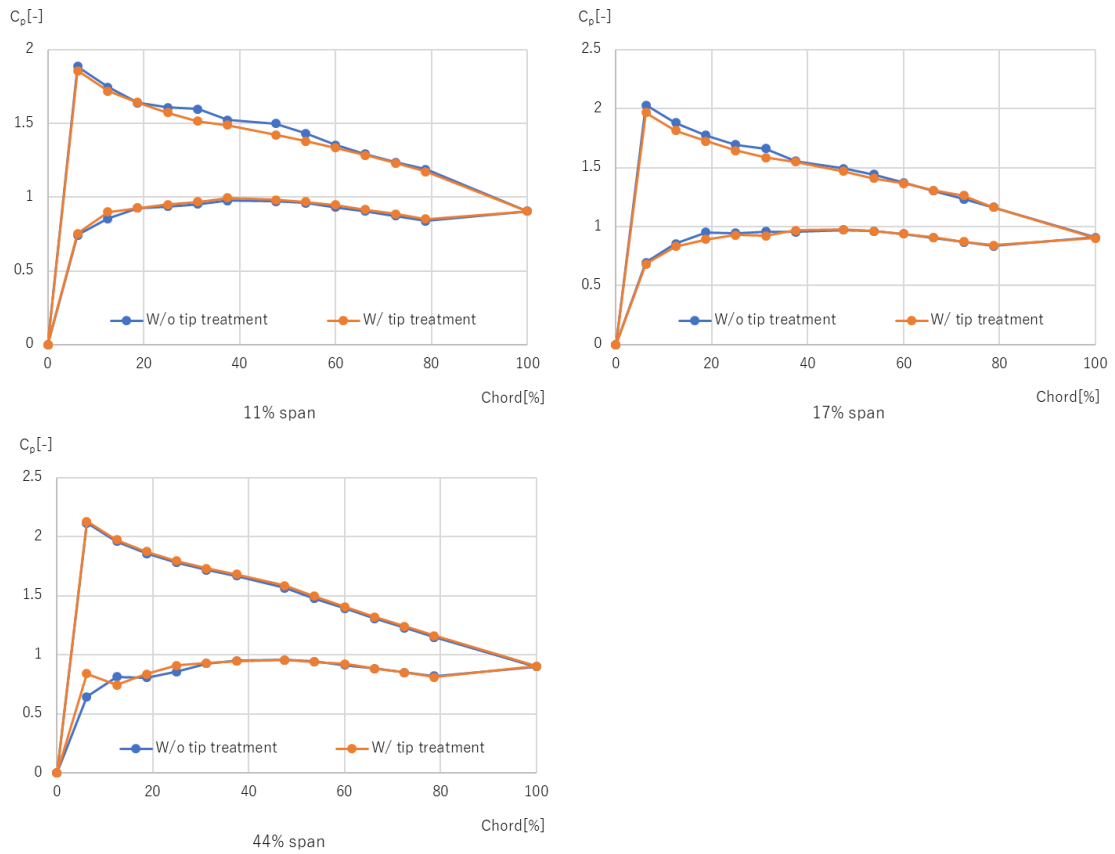


図 31 流入角 45 度における各スパン位置での翼面圧力分布

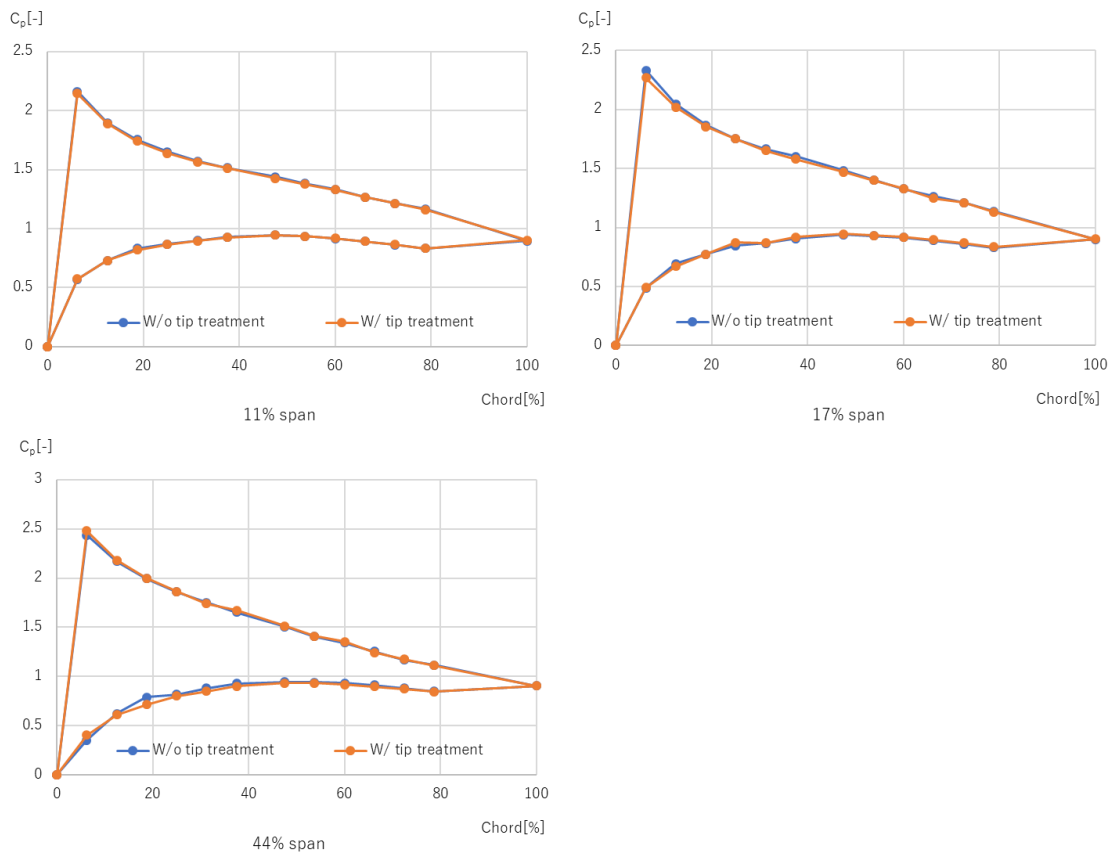


図 32 流入角 50 度における各スパン位置での翼面圧力分布

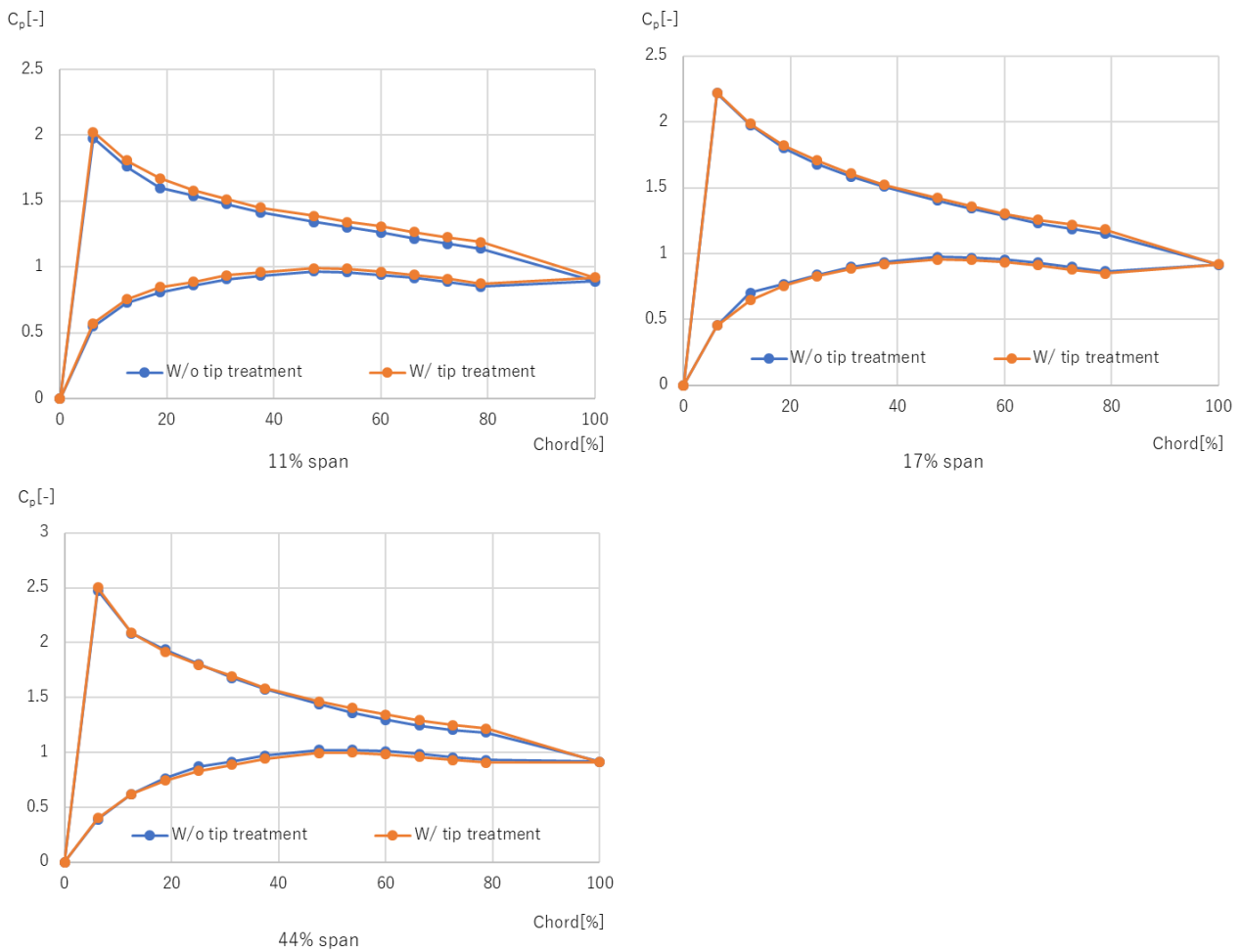


図 33 流入角 52 度における各スパン位置での翼面圧力分布

次に、翼面圧力を用いて翼面の傾斜と流入角から翼の揚力係数を計算した結果を図 34 に示す。揚力係数では翼端に行くほど揚力が低下しており、52 度では失速していることが見て取れ、50 度から 52 度の間で翼端溝ありのモデルでは揚力係数の低下率が緩やかであることが見られた。溝あり翼の特徴的な変化として、失速直前に翼中央スパン付近で揚力係数が溝なし翼より良好な揚力を発生していることが見られた。

翼端に向かうにつれて揚力が低下したことに関しては、翼端間隙を圧力が漏れることによる揚力の低下であると考え、翼端隙間の影響を観測できたものであると考える。また、失速前と失速後の揚力係数の低下が緩やかであることから、今回の溝形状では失速特性の若干の改善があると考えている。しかし、計測角度が少なく失速特性改善効果の定量的な評価は難しく、今後、失速前後の角度で計測角度を増やし、定量的な評価を行う必要があると考える。

翼中央スパンで翼端溝あり翼の揚力係数が上がる理由として翼端溝を通じて翼圧力面の高圧な流れが流入することでスパン方向に圧力勾配が発生し、スパン中央付近で流速が上昇したためであると考え。

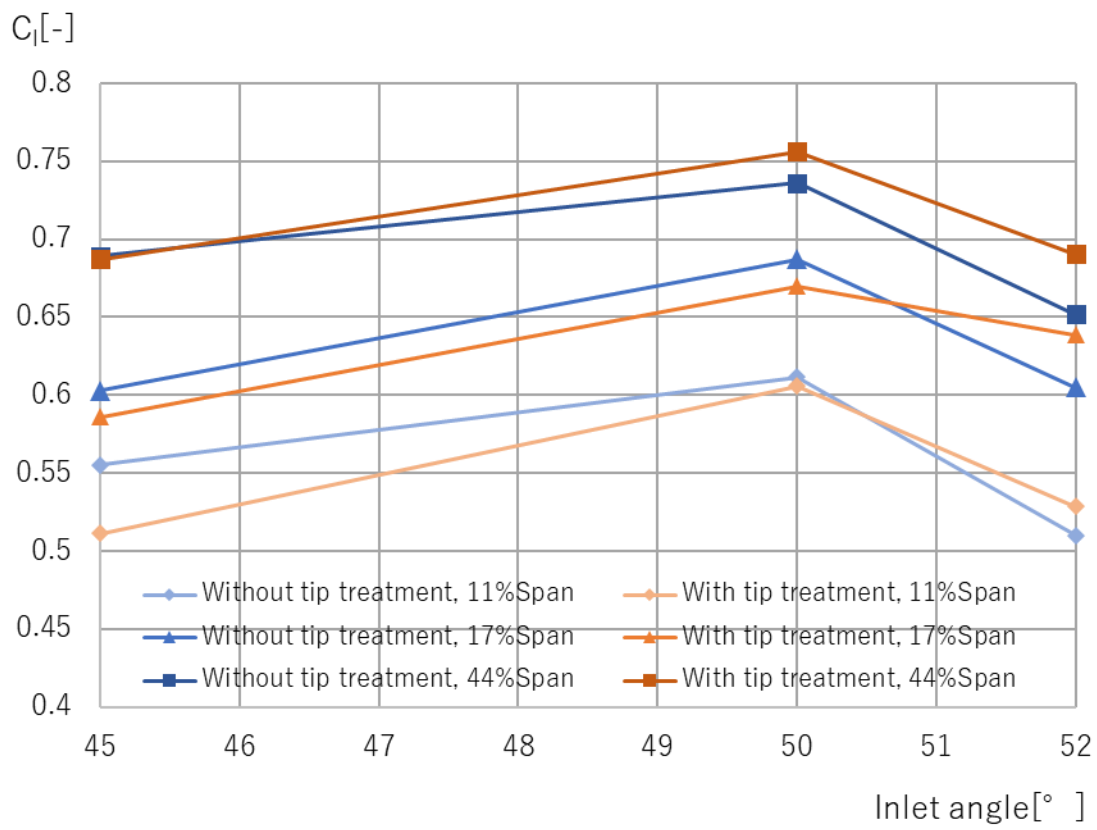


図 34 翼端溝の有無による各スパンでの揚力係数の変化

4 章 数値計算

直線翼列の一流路に対して行った数値計算について説明する。

4.1 計算ソフト

数値計算ソフトには JAXA が開発中の三次元圧縮性流体ソルバーである UPACS(Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)のバージョン 2.0 を使用した。

4.1.1 基礎方程式

密度変動を伴う流れの基礎方程式（三次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式）は、保存量ベクトル \mathbf{Q} 、対流流束ベクトル \mathbf{F}_j 、粘性流束ベクトル \mathbf{F}_{Vj} 、を用いて、

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \mathbf{F}_{Vj}}{\partial x_j} = 0 \quad (4.1)$$

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{F}_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_j u_i + p \delta_{ij} \\ \rho u_j H \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

$$\mathbf{F}_{Vj} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tau_{ij} \\ -\tau_{ij} u_i - k \frac{\partial T}{\partial x_j} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

となる。ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。

流体の持つエネルギー E は、内部エネルギーと運動エネルギーから

$$E = e + \frac{1}{2} \rho u_j^2 \quad (4.5)$$

と表される。

ここで、 e は流体の持つ内部エネルギー

$$e = \rho \varepsilon \quad (4.6)$$

$$\varepsilon = C_v T \quad (4.7)$$

であり、 $\frac{1}{2} \rho u_j^2$ は流体の持つ運動エネルギーである。

$$H = \frac{E + p}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u_j^2 \quad (4.8)$$

応力テンソルは、

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (4.9)$$

であり、熱伝導係数は、

$$k = \frac{\gamma R \mu}{P_r (\gamma - 1)} \quad (4.10)$$

である。ここで、 P_r はプラントル数で、以下のように定義される。

$$P_r = \frac{\mu C_p}{k} = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5} \quad (4.11)$$

気体の状態方程式は,

$$p = \rho RT \quad (4.12)$$

式(4.7)より,

$$T = \frac{\varepsilon}{C_v} \quad (4.13)$$

マイヤーの関係式から,

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (4.14)$$

式(4.13), 式(4.14)を式(4.12)に代入して圧力と内部エネルギーの関係式

$$p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon \quad (4.15)$$

を得る.

断熱過程を仮定し, 式(4.15)を用いて音速を表現すると, 音速を求める式は,

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s = \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{p}{\rho^\gamma}\right) \rho^\gamma = \gamma p \rho^{-\gamma-1} \cdot \rho^\gamma = \frac{\gamma p}{\rho} = \gamma RT \quad (4.16)$$

と表される.

式(4.4)の熱伝導項は式(4.10)や式(4.16)を用いて,

$$k \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\mu}{P_r(\gamma - 1)} \frac{\partial c^2}{\partial x_j} \quad (4.17)$$

のように T や R が陽に表れない形に書き換えられる.

各種値は基準無次元量をもとに無次元化され, 内部流においては澱み点状態を基準状態とする. 以下, 基準状態の値を下添え字*, 無次元化量を下添え字₀, 無次元化された変数をハット^で表す.

基本となる無次元化量は以下の3つの変数(密度, 速度, 代表長)で規定され, これらの値が基準無次元化量となる.

密度について,

$$\rho = \rho_0 \hat{\rho}, (\rho_0 = \rho_*) \quad (4.18)$$

速度について,

$$u = c_0 \hat{u}, (c_0 = c_*) \quad (4.19)$$

代表長について,

$$x = L_0 \hat{x}, (L_0 = L_*) \quad (4.20)$$

これらの変数は基準状態の値と無次元化量(代表値)が等しいが, 以下の無次元化量に関しては変数の無次元化量(代表値)は基準状態の値とは異なる.

$$p_0 \neq p_* \quad (4.21)$$

$$T_0 \neq T_* \quad (4.22)$$

$$\mu_0 \neq \mu_* \quad (4.23)$$

基準状態の音速 c_* の式は,

$$c_*^2 = \gamma \frac{p_*}{\rho_*} = \gamma RT_* \quad (4.24)$$

である。

これら基準無次元化量を用い、各変数の無次元化を行うと、

時間 (t) は、

$$t = t_0 \hat{t} = \frac{L_0}{c_0} \hat{t}, \quad \left(t_0 = \frac{L_0}{c_0} \right) \quad (4.25)$$

圧力 (p) は、

$$p = p_0 \hat{p} = \rho_0 c_0^2 \hat{p}, \quad (p_0 = \rho_0 c_0^2) \quad (4.26)$$

粘性係数 (μ) は、

$$\mu = \mu_0 \hat{\mu} = \rho_0 c_0 L_0 \hat{\mu}, \quad (\mu_0 = \rho_0 c_0 L_0) \quad (4.27)$$

温度 (T) は、

$$T = T_0 \hat{T} = \frac{c_0^2}{R} \hat{T}, \quad \left(T_0 = \frac{c_0^2}{R} \right) \quad (4.28)$$

となる。

粘性係数を求めるにはサザーランドの式を使用している。サザーランドの式は粘性係数 μ を、ある温度 T_s での粘性係数 μ_s を用いて以下のように書ける。

$$\frac{\mu}{\mu_s} = \left(\frac{T}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T + S} \right) \quad (4.29)$$

式(4.29)の温度 T_s を基準状態の温度 T_* にすると、

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{1.5} \left(\frac{T_* + S}{T + S} \right) = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\frac{T}{T_*} + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (4.30)$$

となる。ここで、 $\theta = \frac{T}{T_*}$ とおくと、

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (4.31)$$

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (4.32)$$

$\theta = \frac{T}{T_*} = \frac{\gamma T}{\gamma T_*}$, $T_0 = \gamma T_*$ より、

$$\theta = \frac{\gamma T}{\gamma T_*} = \frac{\gamma T}{T_0} \quad (4.33)$$

また、 $\hat{c}^2 = \gamma \hat{T}$ より、

$$\theta = \frac{\gamma T}{T_0} = \gamma \hat{T} = \hat{c}^2 \quad (4.34)$$

となる。

さらに無次元化は式(4.27)で行われるので、

$$(\rho_0 c_0 L_0) \hat{\mu} = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (4.35)$$

$$\hat{\mu} = \frac{\mu_*}{(\rho_0 c_0 L_0)} \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (4.36)$$

$$\hat{\mu} = \frac{1}{R'_e} \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (4.37)$$

となる。

ここで、

$$R'_e = \frac{\rho_0 c_0 L_0}{\mu_*} = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} \quad (4.38)$$

となり、 R'_e は基準状態のレイノルズ数である。

これまでの無次元量を持ちいて、支配方程式を無次元化すると、
質量保存式は、

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j}{\partial \hat{x}_j} = 0 \quad (4.39)$$

運動量保存式は、

$$\frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} (\hat{\rho} \hat{u}_i \hat{u}_j + \hat{p} \delta_{ij}) + \frac{\partial \hat{\tau}_{ij}}{\partial \hat{x}_j} = 0 \quad (4.40)$$

運動量保存式に関して、通常粘性項の前に表れるレイノルズ数は粘性係数を求めるサザーランドの式に含まれている。

エネルギー保存式は、

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j \hat{H}}{\partial \hat{x}_j} + \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} \left(\hat{\tau}_{ij} \hat{u}_i + \frac{\hat{\mu}}{Pr(\gamma - 1)} \frac{\partial \hat{t}^2}{\partial \hat{x}_j} \right) = 0 \quad (4.41)$$

である。

4.1.2 乱流モデル

乱流モデルには、乱流粘性率の輸送方程式を直接扱う1方程式モデルである Spalart-Allmaras (S-A) モデルを使用した。以下に乱流粘性率の輸送表現の基本表現を示す。

乱流粘性率 ν_T を、

$$\nu_T = \hat{\nu} f_V \quad (4.42)$$

と書き、 f_V を

$$f_V = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_V^3} \quad (4.43)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (4.44)$$

と定義する。分子粘性効果の弱い領域では $\tilde{\nu} \gg \nu$ より $f_V \cong 1$ となるため、 $\tilde{\nu}$ は ν_T の高レイノルズ部分(分子粘性の

影響を直接受けない部分) と言える.

高レイノルズ数部分 \tilde{v} は, 以下の輸送方程式

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = C_p \tilde{v} \tilde{S} - C_{\varepsilon 1} f_\varepsilon \left(\frac{\tilde{v}}{d}\right)^2 + \frac{1}{\sigma} \left(\nabla \cdot ((v + \tilde{v}) \nabla \tilde{v}) + C_D (\nabla \tilde{v})^2 \right) \quad (4.44)$$

で記述される. 上式で, d は計算点から壁面までの距離であり, \hat{S} と f_ε は,

$$\hat{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} |\bar{\omega}| + \frac{\nu}{(kd)^2} f_p \quad (4.45)$$

$$f_\varepsilon = g \left(\frac{1 + C_{\varepsilon 2}^6}{g^6 + C_{\varepsilon 2}^6} \right)^{1/6} \quad (4.46)$$

で与えられる. 式 (4.45), 式(4.46)で, f_p と g は,

$$f_p = 1 - \frac{\chi}{1 + f_V \chi} = \frac{\chi^3 - C_V^3 \chi + C_V^3}{\chi^4 + \chi^3 + C_V^3} \quad (4.47)$$

$$g = r + C_{\varepsilon 3} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{v}}{\tilde{S} (kd)^2} \quad (4.48)$$

で定義される.

モデル定数は, 次のとおりである.

$$\sigma = \frac{2}{3}, \quad C_V = 7.1, \quad k = 0.41, \quad C_p = 0.13, \quad C_D = 0.62, \quad C_{\varepsilon 1} = \frac{C_p}{k^2} + \frac{1 + C_D}{\sigma},$$

$$C_{\varepsilon 2} = 2, \quad C_{\varepsilon 3} = 0.3$$

4.2 計算対象と計算条件

計算対象は実験と同様に翼弦長 80[mm]の NACA65-810 翼を用いた弦節比 1 である直線翼列の 1 流路とし, 翼端隙間や, 翼端溝も実験に合わせて設定した. 翼列の計算に用いた格子を図 35 に示す.

計算格子は無次元格子を用いており, 計算空間として翼の前後に 2.25Chord, 流路の幅に 1Chord としたものを用いた. 上下境界面は周期境界を用い, 翼根側は滑り無し壁, 翼端側は翼の前方 0.25 Chord から, 翼後方の 0.25Chord までを移動壁とし, それ以外を滑り無し壁としている.

計算条件は風洞を模擬するため, 入口圧力と出口圧力の比として流速 40[m/s]の流れ場において翼背面に沿って流れると仮定した場合の轉向角から計算した圧力比を用い, 出口圧力を大気圧, 初期流入速度を 40[m/s]として計算を行った. 壁面運動速度も実験と同様に式(3.1)より計算した値を用いていた.

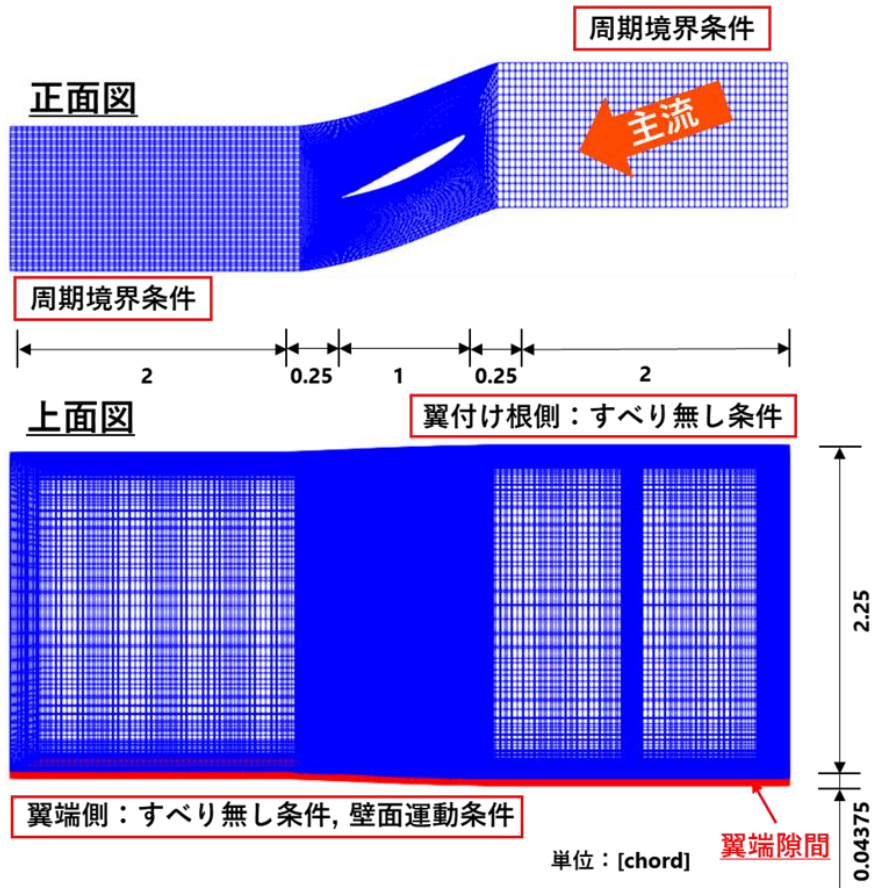


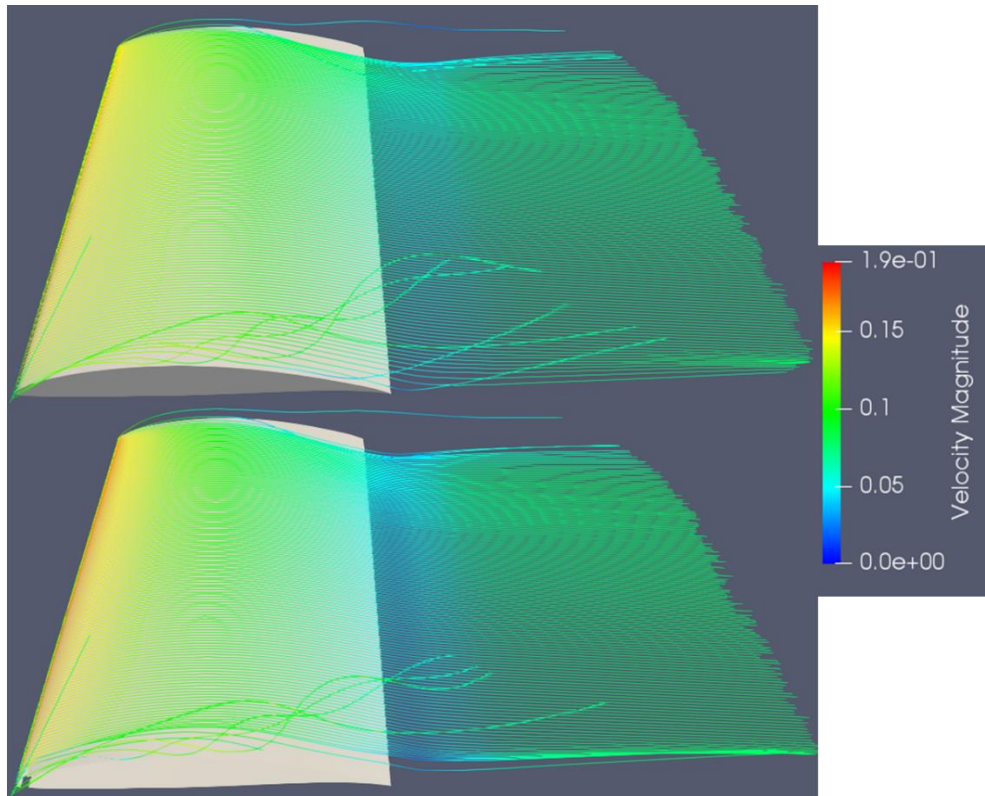
図 35 計算格子の概要

4.3 計算結果

翼背面を流れる流線を流入角毎に示す。流入角 45 度を図 36、流入角 50 度を図 37、流入角 52 度を図 38 に示している。全体的な流れ場の傾向として前縁から翼面に沿って流入していた流れが溝ではがれ、溝後方で翼根側の流れが広がるようになり、翼後縁直後の流速が遅くなる現象が見られた。翼根付近の境界層が翼端溝付き翼でより成長していることがみられた。これらは溝により流れが剥離し、剥離した部分に流れ込むようにスパン中央付近の流れが翼端側に広がることでより全圧損失が増加し、翼根の境界層が成長したと考え、剥離後の 52 度ではスパン中央から翼根の全圧が低下し、剥離領域が翼端溝なし翼より増加したと考える。

翼端では翼端漏れ渦が流出する様子が見られた。

翼端溝なし



翼端溝あり

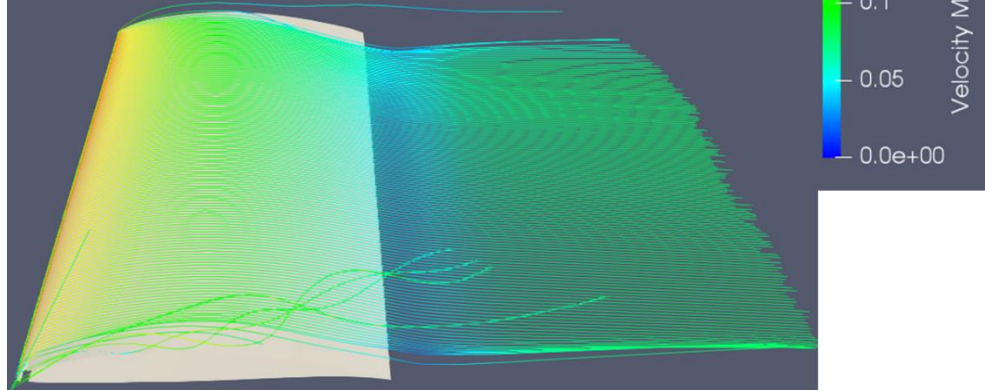
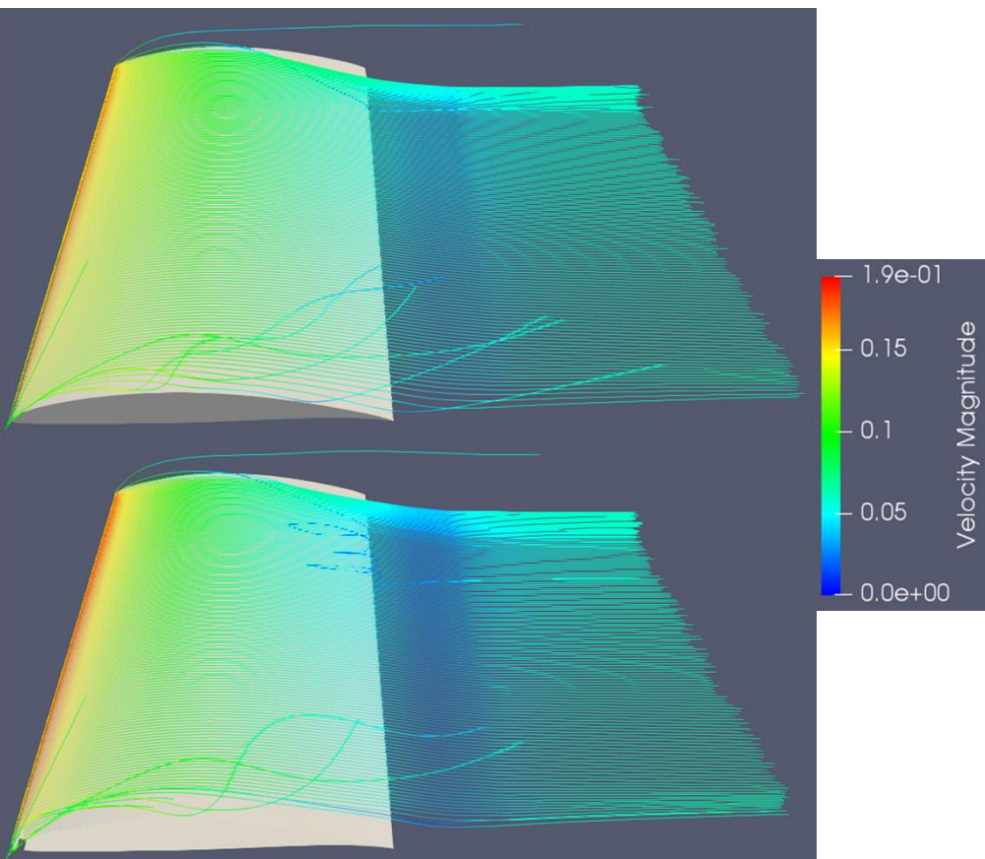


図 36 流入角 45 度における翼負圧面の流線

翼端溝なし



翼端溝あり

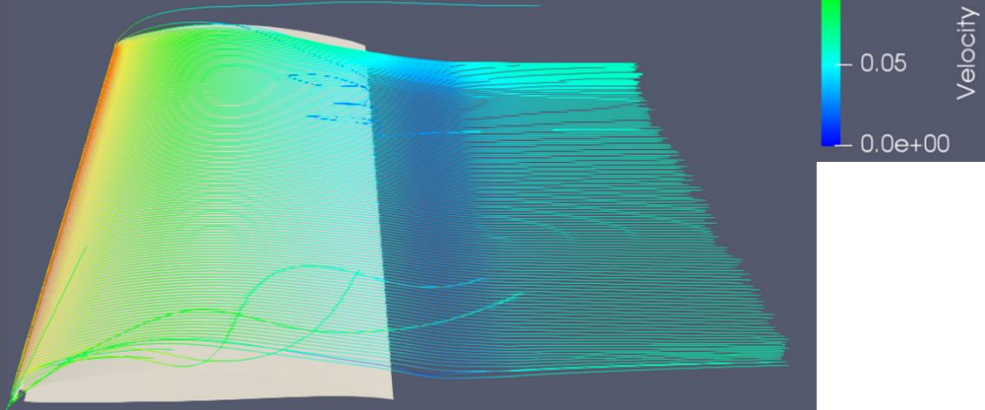


図 37 流入角 50 度における翼負圧面の流線

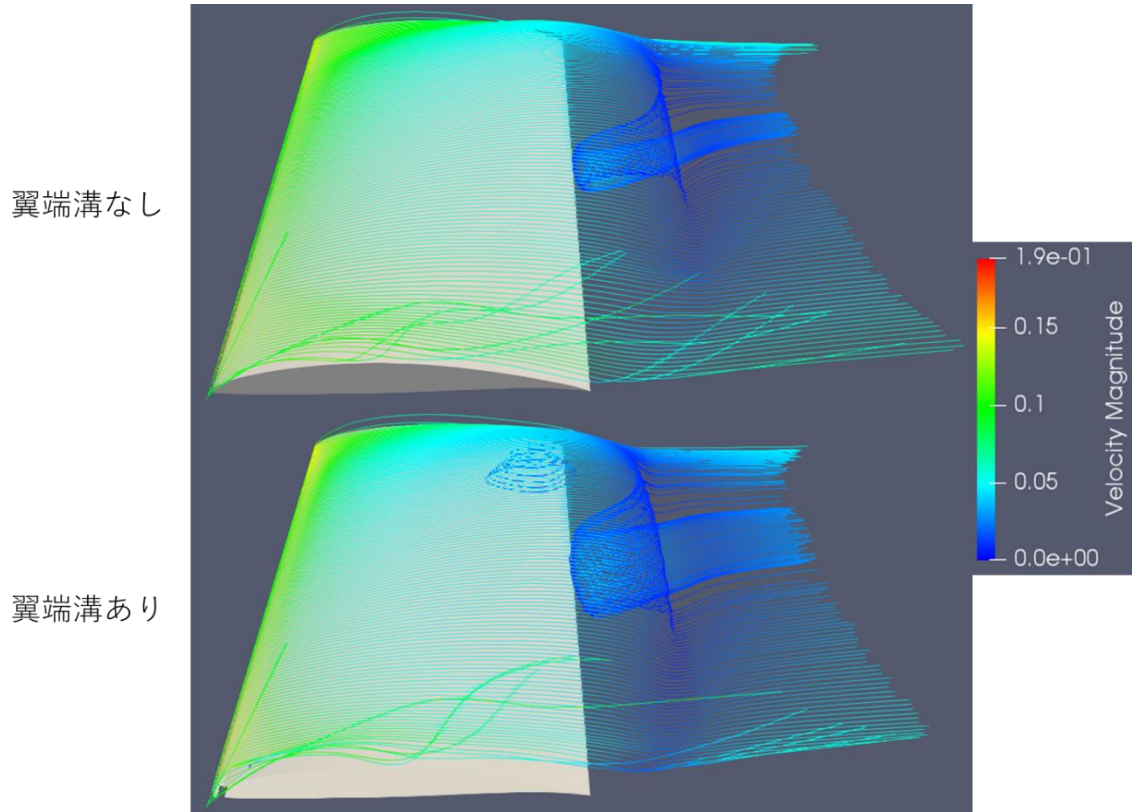


図 38 流入角 50 度における翼負圧面の流線

図 39 に翼端溝の有無による揚力係数の違いを示す。数値計算では翼端溝ありの場合で揚力係数が上昇することが見られた。その分失速前後における揚力係数の低下率はより高くなっており、失速特性が悪化しているように見てとれ、実験と逆の傾向を示した。

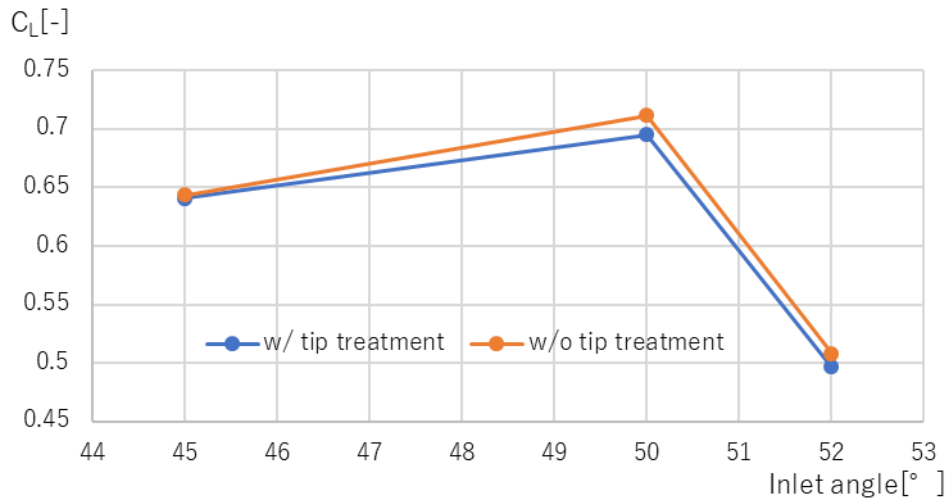


図 39 翼端溝の有無による揚力係数の変化

5 章 実験と計算の比較

前項までで風洞実験の結果と数値計算の結果を示した。本章ではそれらの結果の比較を行う。数値計算の境界条件の制約上、実験条件と計算条件が完全に一致しないものの、翼基準のレイノルズ数と流入マッハ数、壁面運動速度を概ね一致させている。

5.1 翼面圧力の比較

図 40 に流入角 45 度の際の翼面圧力分布、図 41 に流入角 50 度の際の翼面圧力分布、図 42 に流入角 52 度の際の翼面圧力分布を示す。

全体的な計算結果と実験結果の差異として、翼面圧力が実験結果で大きく出ている。これは実験において主流全圧と静圧を計測している場所が翼列より 1m 程度前方であり、無次元化に用いた主流全圧が数値計算より高く計測されたことにより全体的に高い圧力係数が出力されたものであると考ええる。

概形については翼中央付近の 44% スパン位置において最も一致率が高く、翼端に向かうにつれて特に前縁付近で概形が一致しない傾向が見られた。このことから翼中央付近の流れ場に関しては良好な結果が得られているが溝の効果があまり見られていないものであると考ええる。

流入角による傾向としては、流入角 50 度において最も概形が一致し、特に失速後の 52 度では実験と計算で翼後縁付近の概形が大きく異なる結果が見られた。これは計算が RANS であるために剥離がうまくとらえられていないために剥離している流入角 52 度において異なる結果が得られたことや、失速が履歴現象であり、直前の状態に依存するため実験と数値計算で異なる結果が出たためであると考ええる。

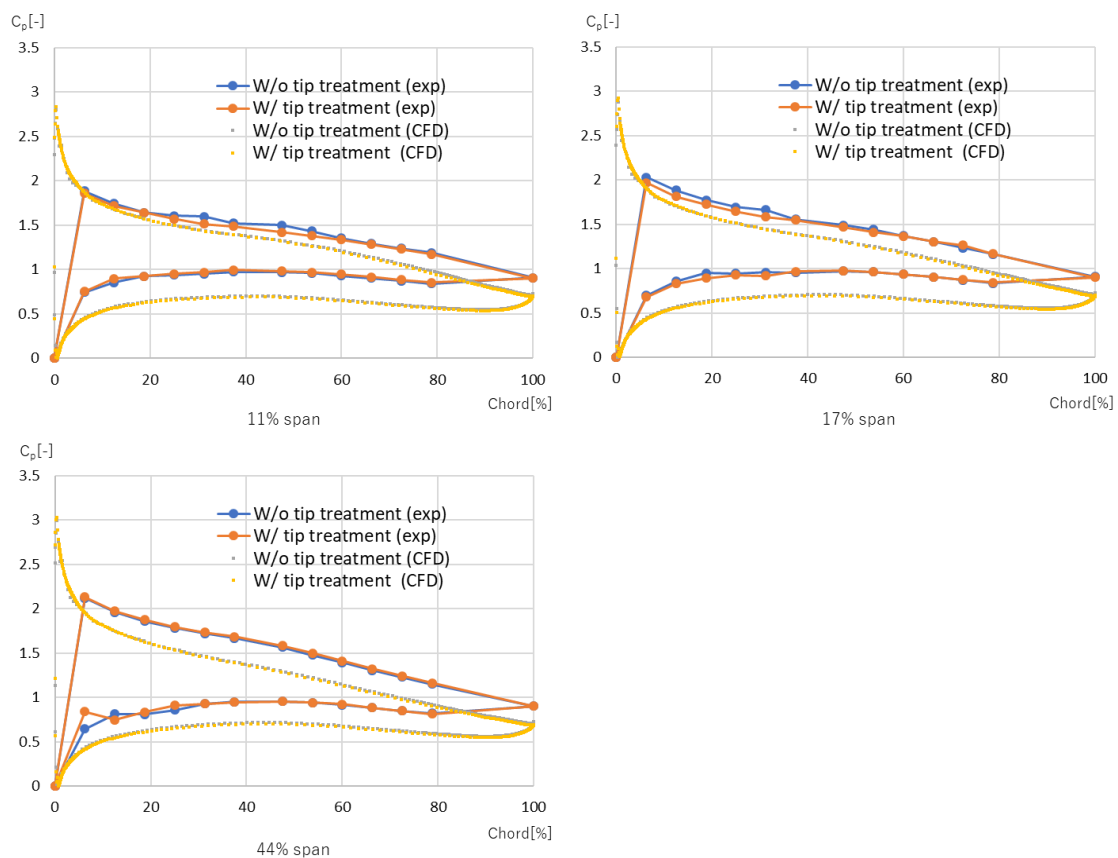


図 40 流入角 45 度における翼面圧力分布の数値計算と実験結果の違い

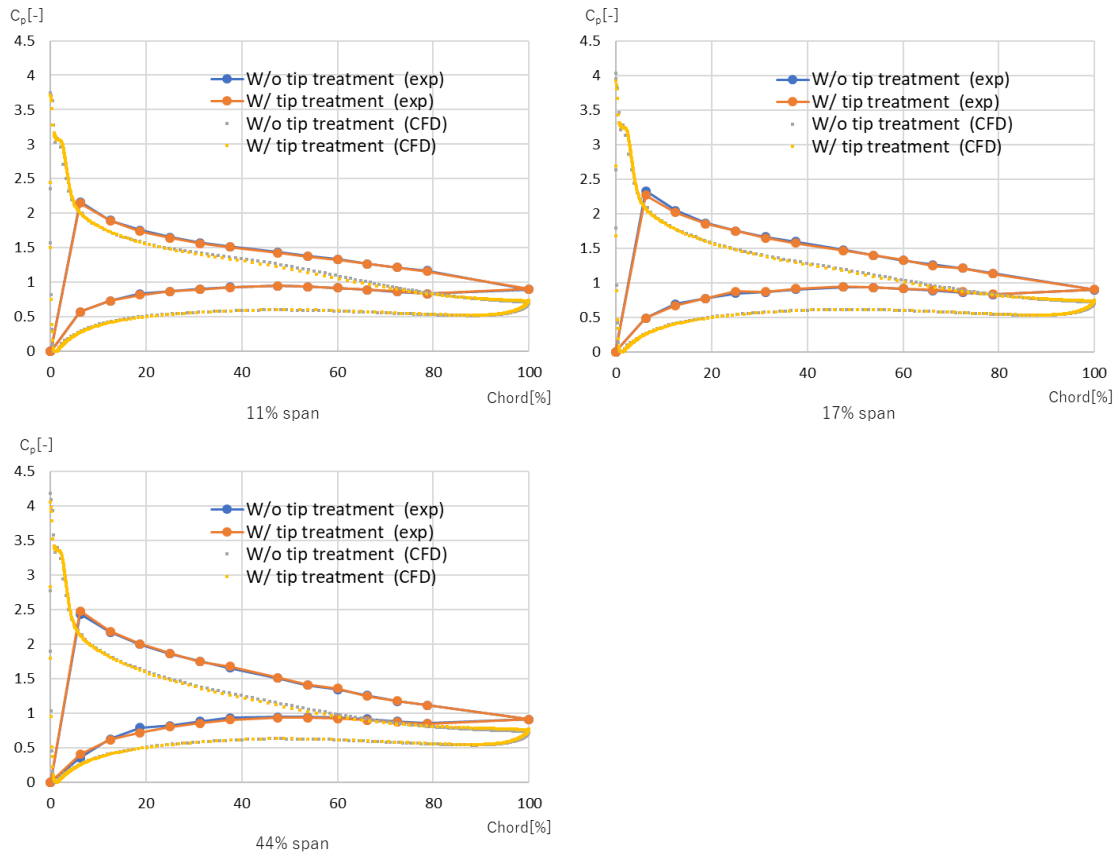


図 41 流入角 50 度における翼面圧力分布の数値計算と実験結果の違い

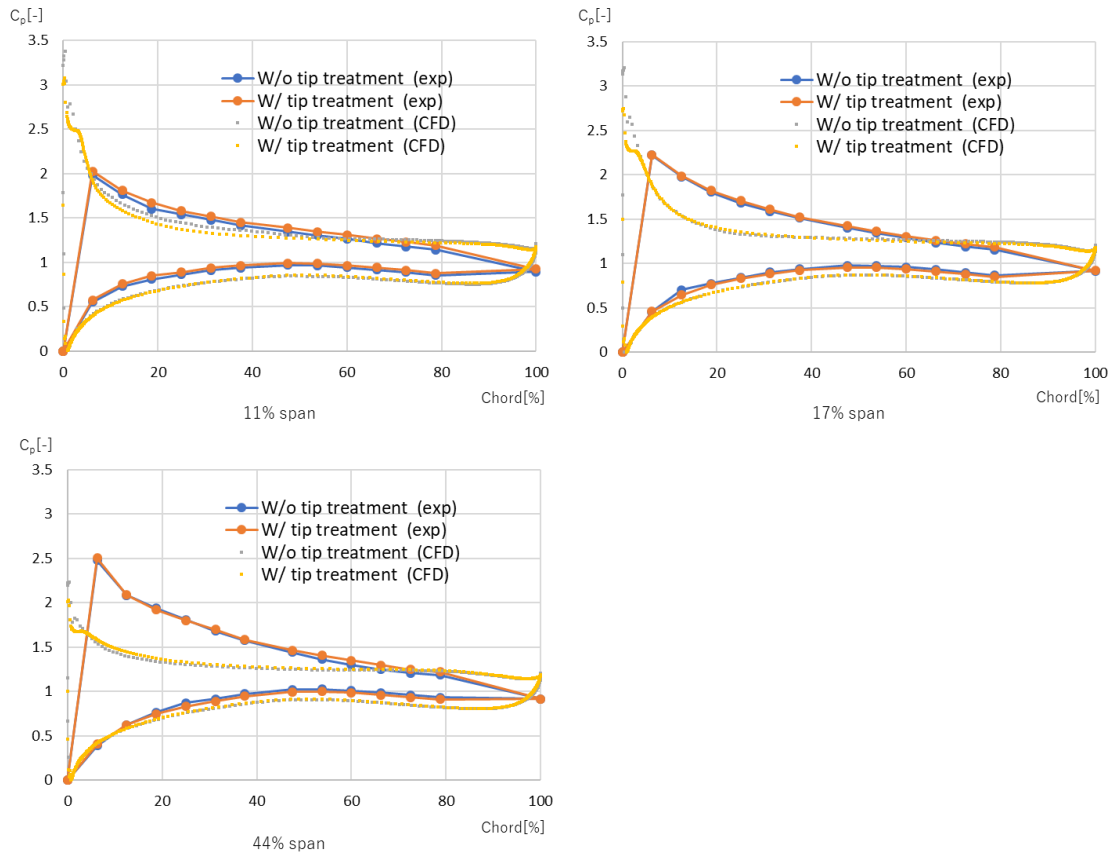


図 42 流入角 52 度における翼面圧力分布の数値計算と実験結果の違い

実験の計測位置と同じ面での計算における翼面圧力から計算した揚力係数を図 43 に示す。実験では計測点

数が少なく、揚力係数の値の精度が数値計算に劣るため定性的に比較するが、図 34 に示した計測した翼面圧力から導出した揚力係数と比較すると、翼端付近のスパン位置で揚力係数が上昇し、失速後の揚力係数の低下度合いが翼端溝あり翼の方が高く出る実験と逆の傾向が出力された。先述した数値計算において翼端付近の前縁部分で圧力係数の変化が見られなかったこと合わせると、翼端隙間や翼端溝による流れが過小評価されていることが考えられる。これは、乱流モデルが翼に最適化されているために翼端隙間内の流れを正確に解けていないことが考えられ、この対策として、乱流モデルのパラメータを最適化することや、LES を用いた計算を行うことなどが考えられる。また、現在の計算方法で翼端溝を計算するためには現状翼端溝を大きさに表現する必要があると考える。

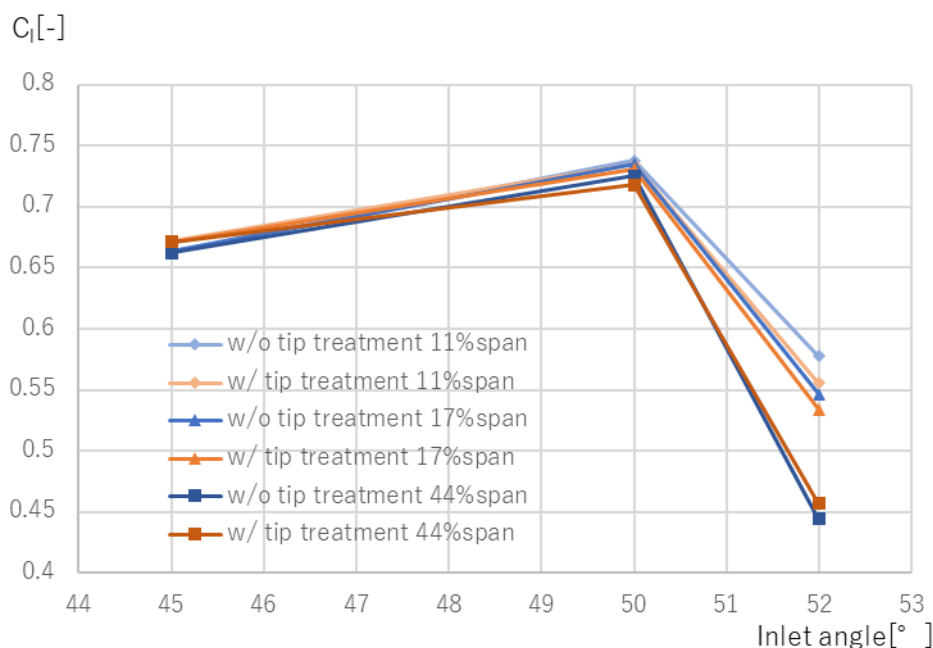


図 43 数値計算結果から求めた翼端溝の有無による各スパンにおける揚力係数の変化

5.2 翼端隙間内の流速分布の比較

図 44 に流入角 45 度、図 45 に流入角 50 度、図 46 に流入角 52 度における計算結果を LDV に合わせた流速分布と計測結果を示す。全体的な傾向として数値計算では全体的に流速が弱く出力され、特に翼圧力面で弱い傾向があった。圧力分布と合わせ、翼端内部の流れも過少に評価されていると考えられる。このことから翼端部分の定量的な比較や評価は難しいと考えるが、圧力面で翼端側に流れ、負圧面で翼根側に流れる分布と、負圧面側で離脱する渦が映っている傾向については一致しているため、流れ場の定性的な比較は可能であると考えられる。

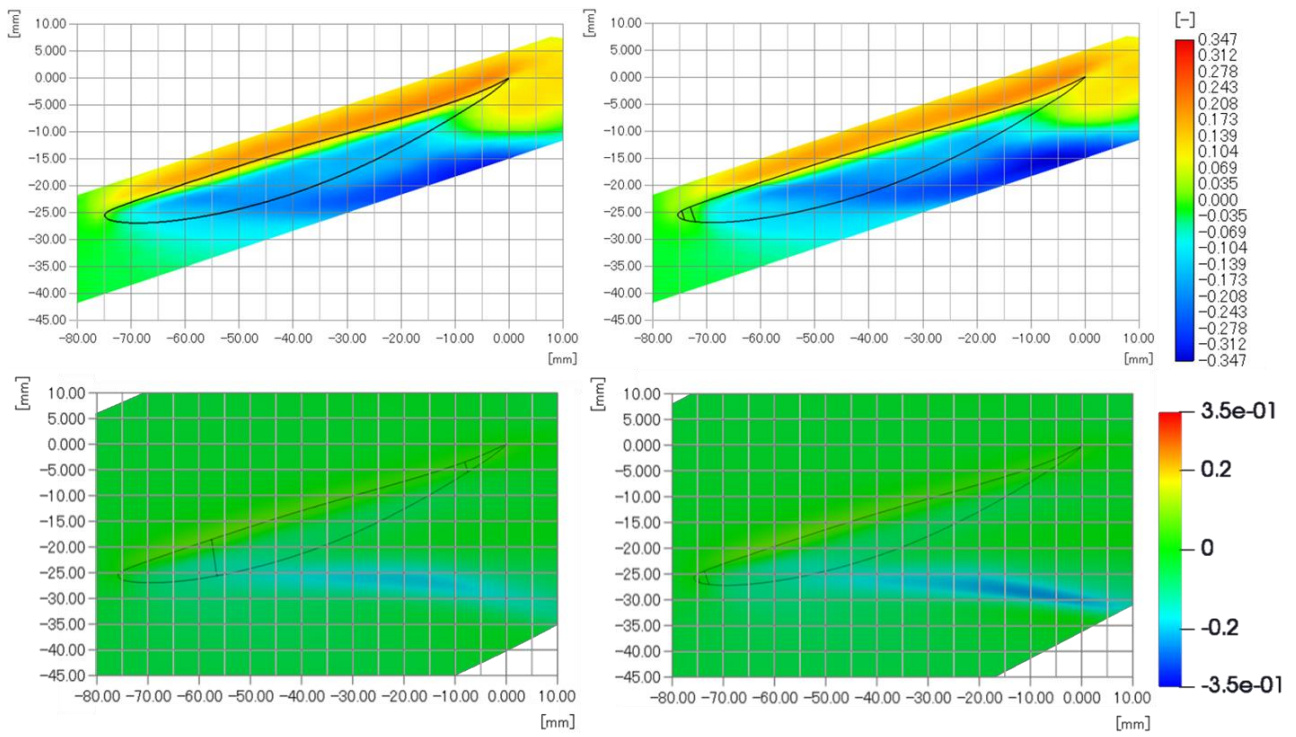


図 44 流入角 45 度における実験結果と計算結果の比較(左:翼端溝なし, 右:翼端溝あり, 上:実験結果, 下:計算結果)

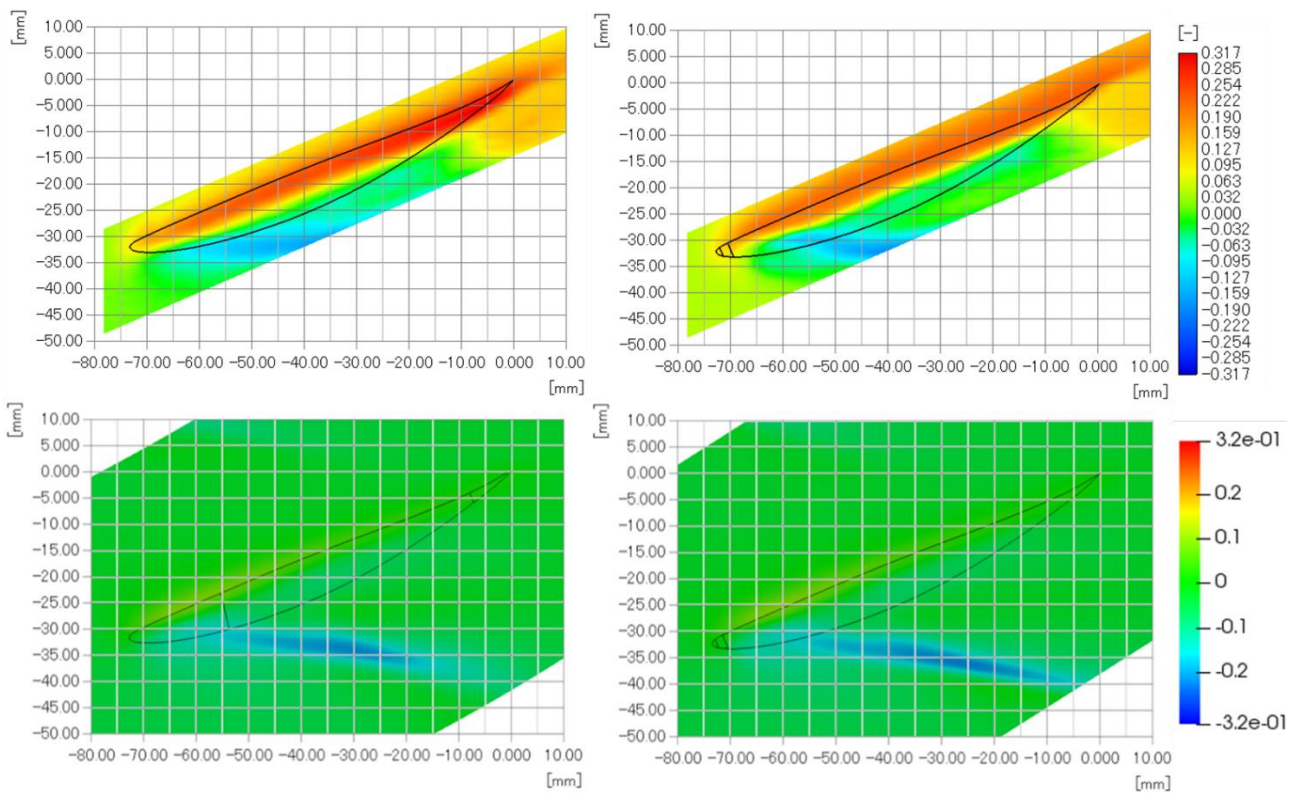


図 45 流入角 50 度における実験結果と計算結果の比較(左:翼端溝なし, 右:翼端溝あり, 上:実験結果, 下:計算結果)

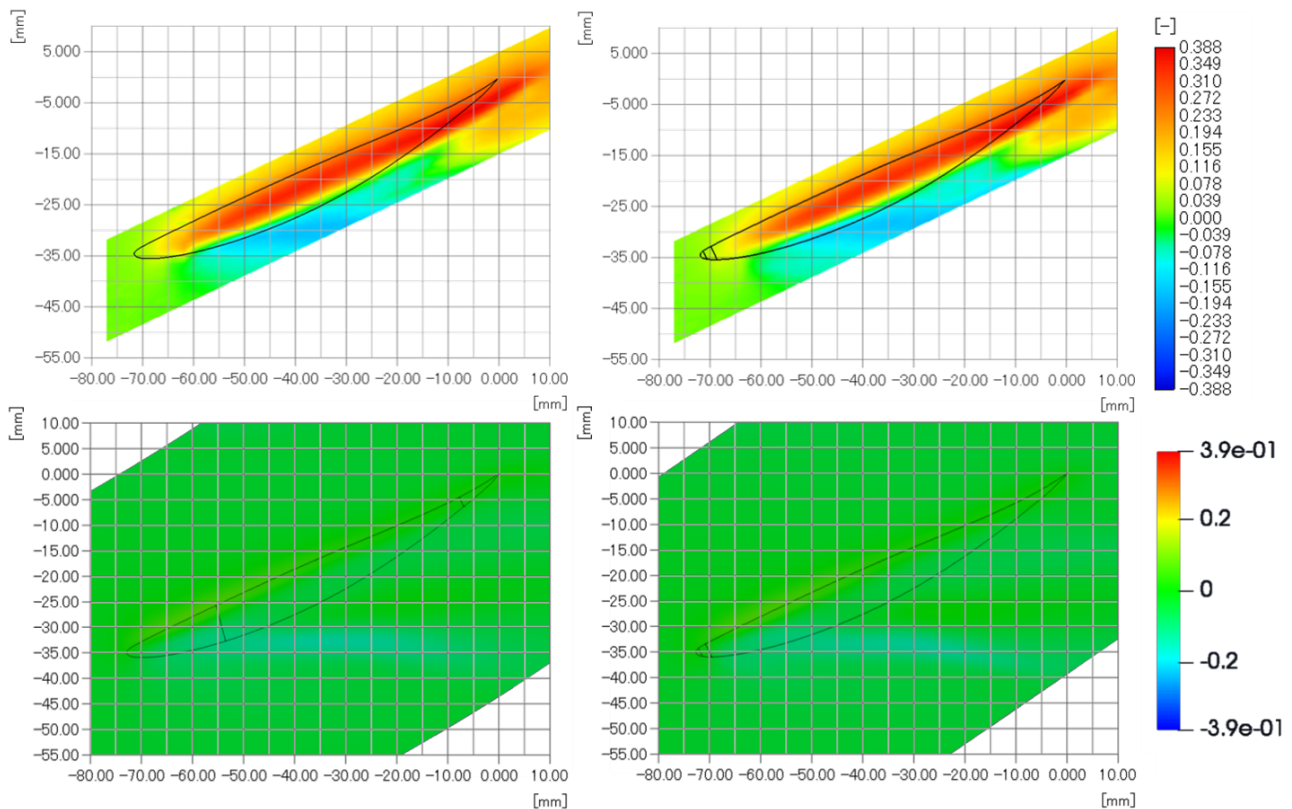


図 46 流入角 52 度における実験結果と計算結果の比較(左:翼端溝なし, 右:翼端溝あり, 上:実験結果, 下:計算結果)

5.3 実験結果の補完

図 47 に通常翼においてよどみ点付近から流入した流れから生じる翼端流れ渦を示す。数値計算によると前縁から流入した流れは翼弦線付近で滞留する渦を生じる流れと、翼負圧面に流出し、負圧面付近で渦を巻く流れが生じ、負圧面側の渦が翼面から離脱すると、翼弦線付近で滞留していた渦も流出していることが分かった。これを図 48 に示す翼端溝あり翼で観察すると、右図のよどみ点付近を通過する流れは翼弦線付近で滞留することなく負圧面に流出し、渦を巻きながら負圧面に沿って流れ、通常翼と比べて細い強い渦を保ったまま翼負圧面から離脱している様子が見られた。また、図 48 左図に示す圧力面溝直後のよどみ部付近を通過する流れは翼弦付近に滞留する渦を作ることが見て取れたが、通常翼と異なり、60%chord 程度の位置で離脱する翼端流れ渦とともに流出した。前縁付近では溝内の流れに引かれ流出し、滞留していた渦は負圧面を流れる強い渦と圧力面から流入する翼端流れにより、滞留する流れに対して翼負圧面へ向かう方向へ力がかかり流出が早まったものであると考え。また、実験において翼端溝の有無による違いを差分によって示した図 28 等の図において翼弦付近に生じていた青色領域はこの翼端間隙に滞留する渦が異なる位置でできたことによるものであると考える。

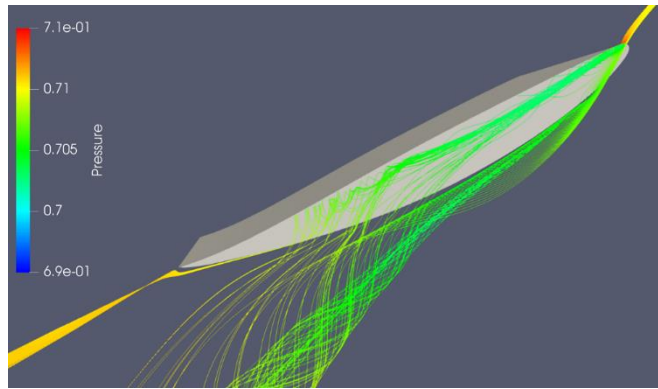


図 47 通常翼における翼端漏れ渦

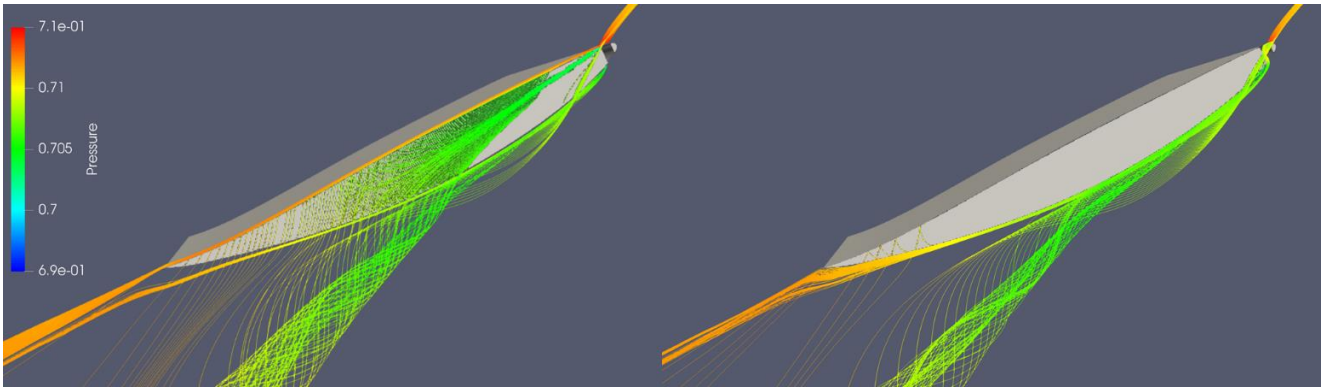


図 48 翼端溝付き翼における翼端漏れ渦(左:溝前縁流入, 右:翼前縁流入)

6章 結言

本研究では翼端溝による軸流圧縮機の圧力比、効率の低下を最小限に抑えた失速特性改善を目標とし、翼端溝が翼端流れへ及ぼす影響を調査するために、直線翼列と可動壁を備える風洞を用いて翼端間隙の流速分布及び圧力分布を計測し、翼端溝の有無による変化を調査した。加えて、同様のモデルに対し数値計算を行い、実験結果と比較した。

直線翼列を用い、翼端間隙内におけるスパン方向の流速分布を計測し、翼端漏れ、翼端漏れ渦を推定したが、取得した流速がスパン方向のみの取得であることから推定のみにとどまった。

翼面圧力分布ではスパン方向に異なる3か所で計測を行うことで、翼端部分で圧力低下が発生することが見られ、漏れ流れの影響と推定した。また、翼端溝の有無により翼前縁付近で負圧面圧力の上昇が見られ、翼端溝による揚力の低下を観測した。加えて、失速付近の流れ場では翼端溝付き翼で圧力係数が良好に変化したことより、失速特性改善に翼端溝が有効であることを推定したものの、定性的な評価には揚力のより正確な計測が必要であると考えた。

数値計算では風洞実験と同様の条件で、レイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式を解き、翼端溝付き翼で揚力や翼面圧力係数の悪化という、風洞実験と相反する結果が出力された。風洞実験と比較することで翼端間隙や翼端溝の効果が過少に評価されていることが見られ、乱流モデルのパラメータを最適化する等、計算手法の見直しが必要であると考えた。

しかしながら、流速分布においては、実験と計算で分布形状については一致していることから、流れ場の定性的な評価はできると考え、溝付近を通過する流れが翼端渦に与える影響を確認したところ、翼端溝によって翼端間隙にとどまる渦に離脱が早まる現象と、翼前縁から生じる渦が早期に負圧面に流出することが見られた。

理想的な溝形状として翼端間隙に生じる渦を、剥離していない部分では翼端間隙内にとどめ、剥離部分では翼負圧面で翼端漏れ渦を留まらせるような溝形状にできると損失の少ない失速特性改善法として有意になると考えた。

今後、実験では揚力測定精度の向上を行い、数値計算では翼端間隙内の計算精度の向上を行った上で、数種類の異なる翼端溝形状に対し実験と数値計算を行うことで翼端溝の形状と翼端漏れ流れへの影響の関係を調査し、得られた知見を用いてより最適な形状提案へつなげる。

謝辞

本論文は筆者が高知工科大学大学院工学研究科基盤工学専攻航空宇宙工学コース在学中の研究成果をまとめたものである。高知工科大学教授、野崎理先生には、非常に手厚いご指導を戴いた。ここに深く感謝の意を表す。また有益な助言をいただき指導していただいた同大学講師の荻野要介先生に感謝の意を表す。そして航空エンジン超音速流研究室内部流班の濱崎大輝君、佐藤拓君には常に助言をいただき、卒業生の森下勇希君には実験の補助をしていただいた。ここに感謝の意を表す。JAXA で開発中の CFD コード UPACS を使用させていただき、JAXA の山本一臣氏、賀澤順一氏には貴重な御助言を頂戴した。ここに感謝の意を表す。そして圧力測定孔付き翼の制作にあたり、非常に無理のある構造であるにもかかわらず厳しい納期に快諾していただいた株式会社坂本技研様ならびに山本健児様に感謝の意を表す。最後に航空エンジン超音速流研究室の各位には研究進展に当たり日頃より意見、助言をいただき、感謝の意を表す。

参考文献

- [1] (公財)航空機国際共同開発促進基金, “旅客機用エンジンの技術革新～経済性・環境適合性・安全性の向上への取り組み～,” 2015. [オンライン]. Available: <http://www.iadf.or.jp/document/pdf/27-3.pdf>.
- [2] R.B.a.E.Benini, “State-of-Art of Transonic Axial Compressors,” University of Padova, Italy, 2011.
- [3] 山口信行, “ケーシング・トリートメント,” ターボ機械, 第 12 巻, 第 9 号, pp. 558-567, 1984.
- [4] 公益財団法人 航空機国際共同開発促進基金, “近年の民間航空機用エンジン開発の動向について,” [オンライン]. Available: <http://www.iadf.or.jp/document/pdf/20-1.pdf>.
- [5] J. C. E. a. j. R. E. L. j. Herrig, “SYSTEMATIC TWO-DIMENSIONAL CASCADE TESTS OF NACA 65-SERIES COMPRESSOR BLADES AT LOW SPEEDS,” NATIONAL ADVISORY COMMITTEE FOR AERONAUTICS, WASHINGTON, 1951.
- [6] 公益社団法人 日本ガスタービン学会, ガスタービン工学, 新宿区: 日本ガスタービン学会, 2017.
- [7] 谷一郎, 流体力学実験法, 岩波書店, 1977.
- [8] 吉. 松尾裕一, “航空工学におけるレイノルズ平均乱流モデルの概観と時間スケールによる物理的意味の考察,” 宇宙工学研究開発機構開発報告, 2015.
- [9] U. プロジェクトチーム, “UPACS の NS ソルバーについて,” 宇宙航空研究開発機構 総合技術研究本部, 2004.
- [10] 岡 優介, “可動壁を用いた直線翼列翼端流れの計測と解析,” 高知工科大学大学院, 2021.
- [11] H. K. Versteeg, An Introduction of Computation Fluid Dynamics, Longman Pub Group, 1995.