

2022（令和4）年度 修士学位論文

翼端に加工した溝が圧縮機直線翼列の失速特性と
流れ場に及ぼす影響

Effect of Blade Tip Grooving on Stall Characteristics and
Flow Field of Linear Compressor Cascade

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

1255033 佐藤 拓

指導教員 野崎 理, 荻野 要介

目次

第1章	序論	1
1.1	研究背景	1
1.1.1	ジェットエンジンエンジンの開発課題	1
1.1.2	ジェットエンジンの燃料消費率の圧力比	1
1.1.3	軸流圧縮機の圧力比と失速の関係	3
1.1.4	既存の失速特性改善手法	5
1.2	研究目的	5
1.2.1	動翼翼端への溝加工	6
1.3	研究手法	6
1.3.1	数値計算	6
1.3.2	直線翼列	7
第2章	数値計算法	9
2.1	数値計算法	9
2.1.1	基礎方程式	9
2.1.2	各パラメータの無次元化	11
2.1.3	基礎方程式の無次元化	14
2.1.4	マッハ数とレイノルズ数の与え方	15
2.2	計算手法	15
2.3	乱流モデル	15
2.4	入力変数の決定方法	17
2.5	翼列性能の評価方法	20
2.6	数値計算の信頼性評価	21
2.6.1	計算対象・条件	21
2.6.2	計算結果	23
第3章	翼端に加工した溝が翼列性能と流れ場に及ぼす影響	25
3.1	計算対象・条件	25
3.2	周方向溝が翼列性能と流れ場に及ぼす影響	27
3.2.1	計算結果	28
3.2.1.1	失速特性の変化	28
3.2.1.2	翼周りの流れ場の変化	30
3.2.1.3	全圧損失の変化	37
3.2.2	考察	38
3.3	溝による流れの乱れを抑制した溝が翼列性能と流れ場に及ぼす影響	39
3.3.1	計算結果	39
3.3.1.1	失速特性の変化	39
3.3.1.2	翼周りの流れ場の変化	41
3.3.1.3	全圧損失の変化	47
3.3.2	考察	48
3.4	新たな翼端溝形状の提案	48

第 4 章 結言	50
参考文献	52
謝辞	54

第1章 序論

本研究は、ジェットエンジンの安全性の向上と低燃費化の実現を目的として、構成要素の一つである軸流圧縮機の圧力比、圧縮機効率の低下を最小限に抑えた失速特性改善手法の提案を目指した研究である。第1章では本研究の背景から研究目的、研究方法について説明する。

1.1 研究背景

1.1.1 ジェットエンジンエンジンの開発課題

近年、世界的な環境への取り組み強化や燃料価格高騰への対応を背景として、航空機のジェットエンジンには低燃費化や軽量化等による環境適合性や経済性の向上が強く要求されている⁽¹⁾。また航空機の人身事故の確率は決して高くないが、事故になると大惨事になる恐れが大きく、ジェットエンジンにも安全性は必須である。

ジェットエンジンは図 1-1 に示すように、空気を圧縮する圧縮機と燃料を燃焼させる燃焼器、および高音・高圧の燃焼空気から動力を抽出するタービンを基本要素として構成されている。ジェットエンジンの低燃費化を実現するためには、各要素の効率向上や軽量化が必要とされる。

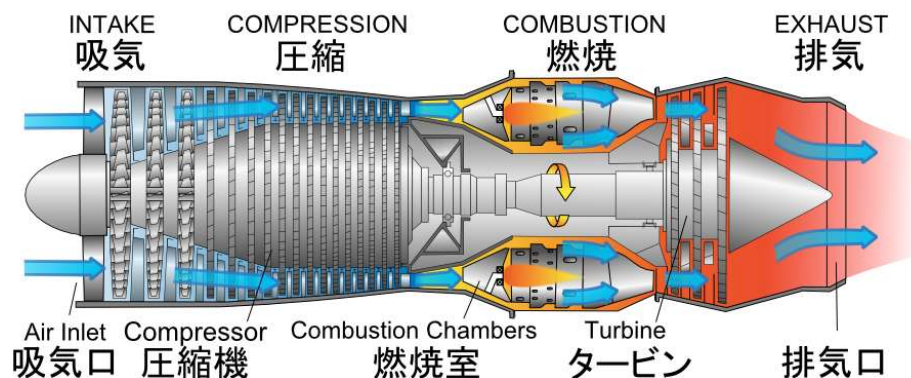


図 1-1 ジェットエンジンの概略図

1.1.2 ジェットエンジンの燃料消費率の圧力比

ジェットエンジンの低燃費化は式(1-1)で示される燃料消費率を減少、すなわち改善することで実現される。式(1-1)より燃料消費率の改善には熱効率、推進効率、伝達効率の三つの効率に関わっており、その中の一つである熱効率を向上させることはジェットエンジンの燃料消費率の改善に繋がる⁽²⁾。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、ブレイトンサイクルの熱効率は式(1-2)で表される。式(1-2)より熱効率の向上には圧力比の上昇が寄与しており、圧力比の上昇が燃料消費率の改善に有効⁽³⁾であることがわかる。図 1-2 に示すように、今後も燃料消費率は改善され、圧力比は上昇していくことが予想される。

$$SFC = \frac{W_f}{F_n} \propto \frac{V_o}{\eta_{overall}} = \frac{V_o}{\eta_{thermal} \cdot \eta_{transfer} \cdot \eta_{propulsive}} \quad (1-1)$$

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

$\eta_{overall}$ ：全効率， η_{therm} ：熱効率， $\eta_{transfer}$ ：伝達効率， $\eta_{propulsive}$ ：推進効率

$$\eta_{therm} = 1 - \frac{q_L}{q_H} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{1}{\gamma^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (1-2)$$

$$\gamma = \frac{p_2}{p_1} \quad (1-3)$$

η_{the} ：理論熱効率， q_L ：排熱量， q_H ：加熱量， T_1 ：圧縮機入口温度， T_2 ：燃焼器入口温度， T_3 ：タービン入口温度， T_4 ：タービン出口温度， γ ：圧力比， p_1 ：圧縮機入口圧力， p_2 ：圧縮機出口圧力， κ ：比熱比

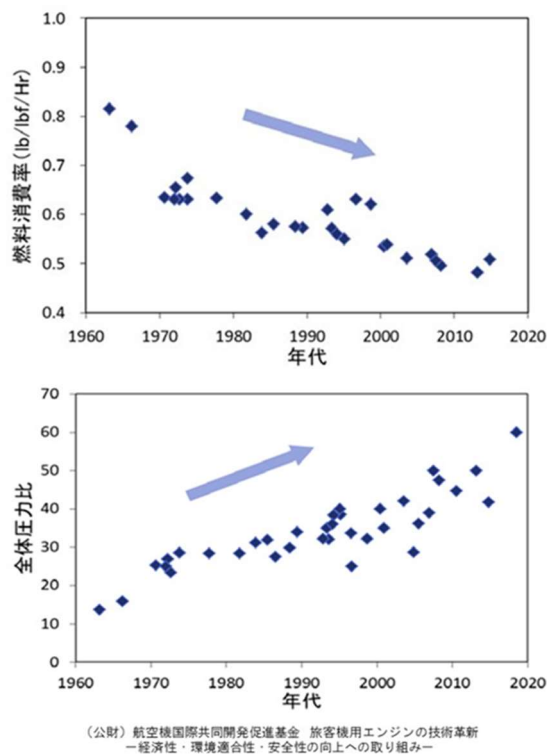


図 1-2 ジェットエンジンの燃料消費率と全体圧力比の推移⁽⁴⁾

1.1.3 軸流圧縮機の圧力比と失速の関係

ジェットエンジンの圧力比を上昇する要素の一つは圧縮機であり、特に軸流圧縮機が多く用いられる。軸流圧縮機が用いられているジェットエンジンの模式図を図 1-3 示す。軸流圧縮機は回転軸に取り付けられ高速回転する動翼列と、動翼列を覆うケーシングに固定された静翼列を複数段重ねて構成されており、空気を減速し速度エネルギーを圧力に変換することで圧力上昇を実現する。動翼列と静翼列の一組を「段」と言い、段数を増加することで圧力比の上昇を実現できるが、エンジン重量が増加することで燃費の悪化、また部品コストの増加に繋がる。低燃費化のための軽量化、部品コストの削減のためにもできるだけ段数を削減し、翼ごとの負荷を高くすることで一段当たりの仕事を増加させ圧力比の上昇を実現することが求められる。

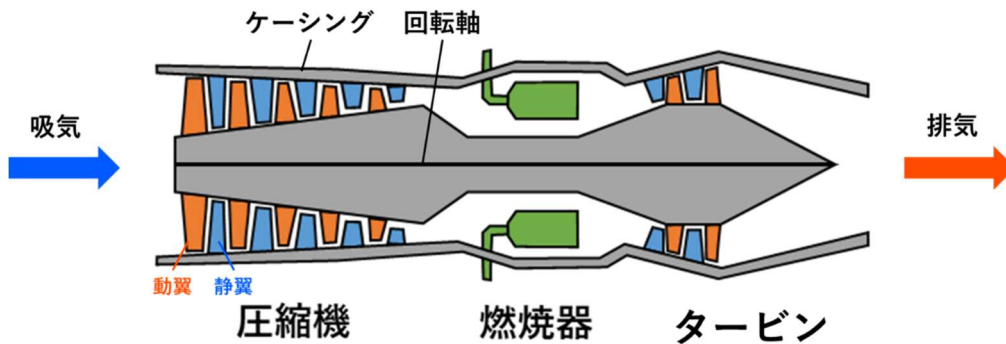


図 1-3 軸流圧縮機が用いられるジェットエンジン模式図

翼ごとの負荷を高くし一段当たりの仕事を増加させるためには、圧縮機に流入する空気の流量に対して回転数を高くする必要がある。流量に対して回転数を高くすることは一定の回転数で流量を減少させるということである。図 1-4 に圧縮機内部の流れと翼の関係を示す。動翼には絶対速度 C_1 と回転周速度 U_1 により合成された相対速度 W_1 が流入角 β_1 で流入する。圧縮機において一定の回転数で流量を減少させると、図 1-4 の回転周速度 U_1 に対して絶対速度 C_1 が小さくなるので、動翼への流入角 β_1 が大きくなり翼に対する迎角が高くなる。そして図 1-5 に示すようにある流量に達したところで失速する。圧縮機内部は、空気の流れ方向に圧力が高くなる逆圧力勾配の流れとなっており、失速が生じると圧縮機後段側の圧縮された高圧・高温の空気が前段側に逆流し、圧縮機の不安定作動であるサージングが生じ、航空機の事故に繋がってしまう。これらのことから、安全に圧力比を上昇させ低燃費化を実現するためには、高回転数時の失速の発生を遅らせ、十分な作動範囲を持つことが必要である。

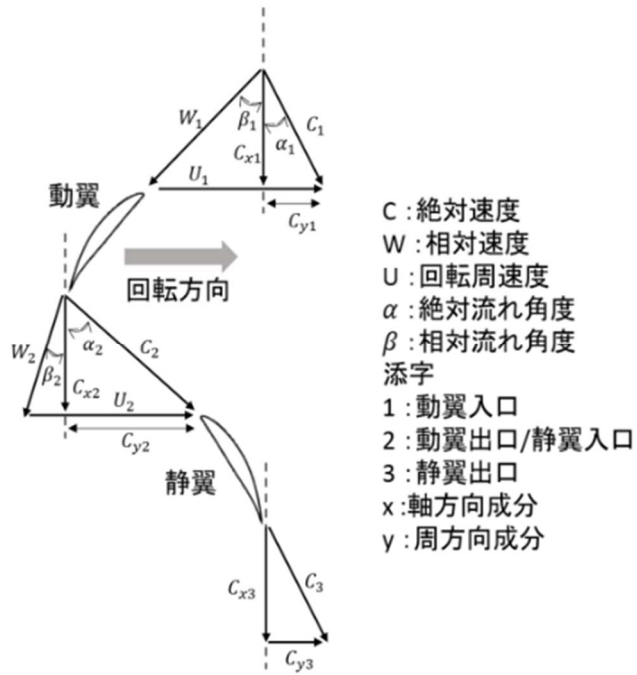


図 1-4 圧縮機内部の流れ

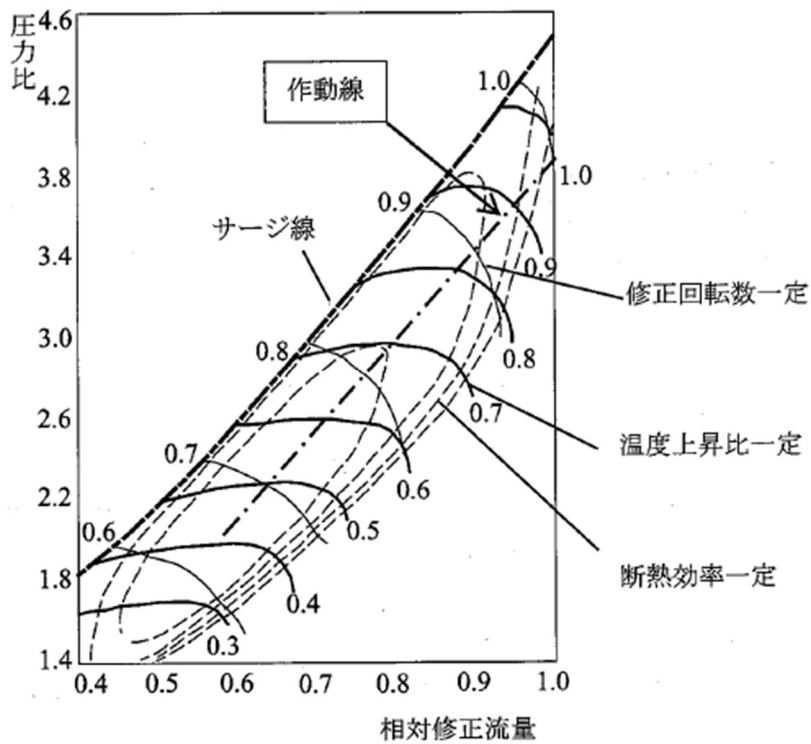


図 1-5 圧縮機特性線図と作動線⁽⁵⁾

1.1.4 既存の失速特性改善手法

軸流圧縮機の高効率化，単段当たりの圧力比の上昇および安定作動範囲の拡大を実現するための研究開発は盛んに行われている．高回転数時の失速の発生を遅らせ安定作動範囲を拡大する技術の一つにケーシングトリートメント⁶⁾があり，これまで溝を施す位置や本数，方向などが安定作動範囲拡大に及ぼす影響について多くの研究が行われている．圧縮機の動翼は回転するため，動翼の翼端とケーシングの間には隙間が存在し，この隙間を翼面圧力差に誘起され動翼の圧力の高い正圧面側から圧力の低い負圧面側に流れる流れが存在し，これを翼端流れ流れと言う．ケーシングトリートメントはケーシング内壁に溝を掘ることで，この翼端流れ流れの挙動を制御し安定作動範囲を拡大する技術であるが，その一方で，溝の存在により翼端隙間が増加し，圧力比や圧縮機効率を低下させてしまうことが知られている．図 1-6 にケーシングトリートメントの一例を示す．

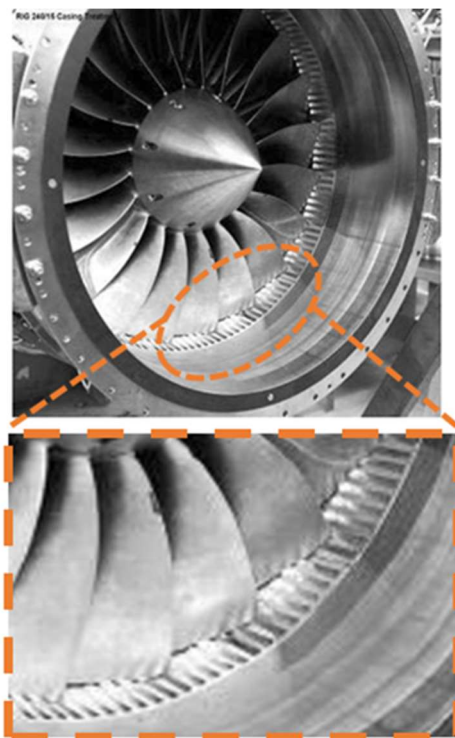


図 1-6 ケーシングトリートメントの一例

1.2 研究目的

本研究の目的は，安定作動範囲の拡大を圧力比や圧縮機効率の低下などのトレードオフを最小限に抑えて最大化するための手法を提案することである．

1.2.1 動翼翼端への溝加工

1.1.4 項で、軸流圧縮機の安定作動範囲を拡大する技術の一つである「ケーシングトリートメント」が、圧力比や圧縮機効率を低下させてしまうと述べた。本研究ではケーシングではなく、図 1-7 に示すように動翼の翼端に溝加工を施すことでケーシングトリートメントよりも翼端隙間を減らし、且つ翼端流れの挙動の制御の自由度を上げることで圧力比や圧縮機効率の低下を最小限に抑え、安定作動範囲の拡大、すなわち失速特性の改善を実現することを目指す。

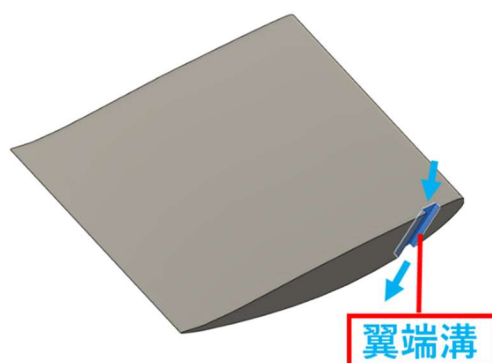


図 1-7 動翼の翼端への溝加工

1.3 研究手法

本研究では、数値計算により動翼の翼端に加工した溝が圧縮機翼列の失速特性と流れ場に及ぼす影響を調査する。そして得られた知見を基に、圧力比や圧縮機効率の低下を最小限に抑え、失速特性を改善し安定作動範囲の拡大を実現することができる翼端溝加工形状を提案する。

1.3.1 数値計算

近年計算機ハードウェア及びソフトウェア技術の進歩によって数値計算流体力学 (Computational Fluid Dynamics : CFD) は発達してきた。こうした CFD の発達に伴い、航空機の空力設計に CFD を適用することで設計コストの低減、航空機の高性能化、最適設計化が期待されている⁽⁷⁾。空力設計データを供給するための空力設計ツールとして風洞実験もあるが、風洞実験は模型製作のコストが高く、設計における様々な空力形状に対して実験を行うことはそのまま模型製作数に直結し、風洞実験で数多くの空力データを集めることは非常に難しい。また数値計算は、実験では測定することができない詳細な流れ場を調査することができる。そこで本研究では、まずコンピュータによる数値計算により様々な翼端溝形状について流れ場に及ぼす影響とそれによる失速特性の変化の対応関係を調査し、数値計

算で効果のあった翼端溝については、実際に模型を作成し風洞実験を行い、実験と数値計算の相互から翼端溝の有用性を評価する。

1.3.2 直線翼列

軸流圧縮機の構造は図 1-3 の通りであるが、流入側から見た動翼列は図 1-8 のように翼列が環状に並んでいる。本研究では、環状翼列の環直径が動翼のスパン方向長さ比べて十分大きいと仮定した直線翼列を対象とした。直線翼列を対象とすることで、曲率やボス比等の要因に加え、遠心力やコリオリ力の影響を排除することができ状況を単純化できるので、動翼の翼端流れが流れ場に及ぼす影響とそれによる失速特性の変化に着目することができる。

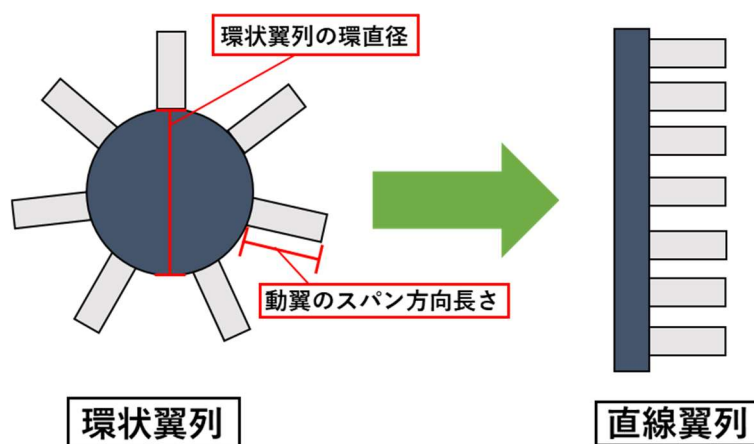


図 1-8 環状翼列と直線翼列

本来動翼は回転しているため、動翼の翼端とケーシングの間には相対的な運動の関係が生じる。図 1-9 に示すように直線翼列においてケーシングに相当する翼端側の壁面を、翼の正圧面側から負圧面側に向かう方向に運動させることで、環状翼列の動翼の翼端とケーシング間の相対運動を、動翼が固定されている直線翼列で再現した。

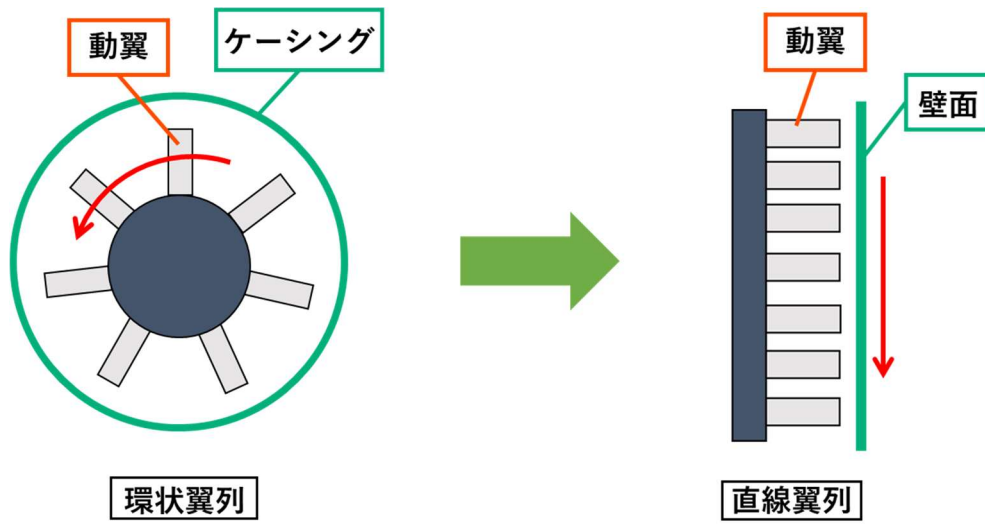


図 1-9 動翼の翼端とケーシング間の相対運動

第2章 数値計算法

数値計算には JAXA が開発中の三次元圧縮性流れソルバーである UPACS⁽⁸⁾⁽⁹⁾(Unified Platform for Aerospace Computational Simulation)を使用した。UPACS は複雑形状や歪みの大きな形状への対応として計算精度や信頼性が高いマルチブロック構造格子法を採用したセル中心型有限体積法による三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式ソルバーで、MPI を用いて並列化されている。

UPACS では以下の物理モデルを考慮している。

- ・ 比熱比一定の完全気体
- ・ 圧縮性を考慮
- ・ 粘性を考慮 (サザーランドの公式を利用)
- ・ 三次元流れを対象
- ・ 乱流モデルの利用
- ・ 重力等の外力を無視

2.1 数値計算法

2.1.1 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) を以下に示す。

$$\frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{F}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial \vec{F}_{Vj}}{\partial x_j} = 0 \quad (2-1)$$

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ E \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

$$\vec{F}_j = \begin{pmatrix} \rho u_j \\ \rho u_j u_i + p \delta_{ij} \\ \rho u_j H \end{pmatrix} \quad (2-3)$$

$$\vec{F}_{Vj} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tau_{ij} \\ -\tau_{ij} u_i - k \frac{\partial T}{\partial x_j} \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

ここで \vec{Q} は保存量ベクトル, \vec{F}_j は対流流束ベクトル (非粘性流束ベクトル), \vec{F}_{Vj} は粘性流束ベクトルである。また, δ_{ij} はクロネッカーのデルタであり,

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j) \\ 0 & (i \neq j) \end{cases} \quad (2-5)$$

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なり、

$$E = e + \frac{1}{2}\rho u_j^2 \quad (2-6)$$

と表される。

ここで、eは流体の持つ内部エネルギーであり、

$$e = \rho \varepsilon \quad (2-7)$$

$$\varepsilon = C_v T \quad (2-8)$$

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

$$H = \frac{E + p}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} u_j^2 \quad (2-9)$$

応力テンソルは、

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2-10)$$

であり、熱伝導係数は、

$$k = \frac{\gamma R \mu}{P_r (\gamma - 1)} \quad (2-11)$$

である。ここで、 P_r はプラントル数であり、以下のように定義される。

$$P_r = \frac{\mu C_p}{k} = \frac{4\gamma}{9\gamma - 5} \quad (2-12)$$

プラントル数とは、流体の熱伝導性を代表するパラメータであり、運動粘度 $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ と温度伝

導性 $\alpha = \frac{k}{c_p \rho}$ で表される物質定数である。

気体の状態方程式は、

$$p = \rho RT \quad (2-13)$$

であり、式(2-7)より、

$$T = \frac{\varepsilon}{C_v} \quad (2-14)$$

また、

$$C_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad (2-15)$$

なので、式(2-14)、式(2-15)を式(2-13)に代入して圧力と内部エネルギーの関係式

$$p = (\gamma - 1)\rho \varepsilon \quad (2-16)$$

を得る。

断熱過程を仮定すると、

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{const} \quad (2-17)$$

が成り立ち，式(2-17)を用いて音速を表現すると，音速を求める式は，

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) \rho^\gamma = \gamma p \rho^{-\gamma-1} \cdot \rho^\gamma = \frac{\gamma p}{\rho} = \gamma RT \quad (2-18)$$

と表される．

式(2-4)の熱伝導項は式(2-11)や式(2-18)を用いて，

$$k \frac{\partial T}{\partial x_j} = \frac{\mu}{Pr(\gamma-1)} \frac{\partial c^2}{\partial x_j} \quad (2-19)$$

と T や R が陽に表れない形に書き換えられる．

2.1.2 各パラメータの無次元化

無次元化はある基準状態を基にして行う．一般にターボ機械などの内部流で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．

2.1.2.1 基準無次元化量

基本となる無次元化量は以下の3つの変数（密度（基準状態の密度 ρ_* ），速度（基準状態の音速 c_* ），代表長 L_* ）で規定され，これらの値が基準無次元化量（代表値）となる．

密度について，

$$\rho = \rho_0 \hat{\rho}, (\rho_0 = \rho_*) \quad (2-20)$$

速度について，

$$u = c_0 \hat{u}, (c_0 = c_*) \quad (2-21)$$

代表長について，

$$x = L_0 \hat{x}, (L_0 = L_*) \quad (2-22)$$

基準状態の密度 ρ_* ，基準状態の音速 c_* の導出方法については2.4項で示す．代表長については，翼弦長を基準長とした．

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．

$$p_0 \neq p_* \quad (2-23)$$

$$T_0 \neq T_* \quad (2-24)$$

$$\mu_0 \neq \mu_* \quad (2-25)$$

基準状態の音速 c_* の式は，

$$c_*^2 = \gamma \frac{p_*}{\rho_*} = \gamma RT_* \quad (2-26)$$

である．

2.1.2.2 各変数の無次元化

基準無次元化量を用いると、各変数の無次元化は以下のようになる。
時間 (t) について、

$$t = t_0 \hat{t} = \frac{L_0}{c_0} \hat{t}, \quad \left(t_0 = \frac{L_0}{c_0} \right) \quad (2-27)$$

圧力 (p) について、

$$p = p_0 \hat{p} = \rho_0 c_0^2 \hat{p}, \quad (p_0 = \rho_0 c_0^2) \quad (2-28)$$

ここで圧力の無次元化量 p_0 は、

$$p_0 = \rho_0 c_0^2 = \rho_* c_*^2 = \rho_* \cdot \gamma \frac{p_*}{\rho_*} = \gamma p_*, \quad (\neq p_*) \quad (2-29)$$

となり、基準状態の圧力 p_* とは異なる。

音速を求める式

$$c^2 = \gamma \frac{p}{\rho} \quad (2-30)$$

を考えると、

$$(\hat{c} c_0)^2 = \gamma \frac{(\hat{p}(\rho_0 c_0^2))}{(\hat{\rho} \rho_0)} \quad (2-31)$$

$$\hat{c}^2 c_0^2 = \gamma \frac{\hat{p}(\rho_0 c_0^2)}{\hat{\rho} \rho_0} \quad (2-32)$$

$$\hat{c}^2 = \gamma \frac{\hat{p}}{\hat{\rho}} \quad (2-33)$$

となり、有次元と無次元で表式が同じになる。

粘性係数 (μ) について、

$$\mu = \mu_0 \hat{\mu} = \rho_0 c_0 L_0 \hat{\mu}, \quad (\mu_0 = \rho_0 c_0 L_0) \quad (2-34)$$

温度 (T) について、

$$T = T_0 \hat{T} = \frac{c_0^2}{R} \hat{T}, \quad \left(T_0 = \frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-35)$$

ここで温度の無次元化量 T_0 は式(2-26)より、

$$T_0 = \frac{c_0^2}{R} = \frac{c_*^2}{R} = \frac{\gamma R T_*}{R} = \gamma T_* \quad (2-36)$$

となり基準状態の温度 T_* とは異なる。

音速を求める式

$$c^2 = \gamma R T \quad (2-37)$$

を考えると、

$$(\hat{c} c_0)^2 = \gamma R \cdot \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-38)$$

$$\hat{c}^2 = \gamma \hat{T} \quad (2-39)$$

となる.

気体の状態方程式は,

$$p = \rho RT \quad (2-40)$$

$$\hat{p}(\rho_0 c_0^2) = \hat{p} \rho_0 R \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-41)$$

$$\hat{p} = \hat{p} \hat{T} \quad (2-42)$$

となる.

式(2-16)の内部エネルギーと圧力の関係式

$$p = (\gamma - 1) \rho \varepsilon = (\gamma - 1) \rho C_v T \quad (2-43)$$

の無次元化を考えると,

$$\hat{p}(\rho_0 c_0^2) = (\gamma - 1) \hat{p} \rho_0 C_v \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-44)$$

$C_v = \frac{R}{\gamma - 1}$ より,

$$\hat{p}(\rho_0 c_0^2) = (\gamma - 1) \hat{p} \rho_0 \frac{R}{\gamma - 1} \hat{T} \left(\frac{c_0^2}{R} \right) \quad (2-45)$$

$$\hat{p} = \hat{p} \hat{T} \quad (2-46)$$

となる.

2.1.2.3 粘性係数

粘性係数を求めるのにサザーランドの式⁽²⁰⁾を用いている. 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.

$$\frac{\mu}{\mu_s} = \left(\frac{T}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T + S} \right) \quad (2-47)$$

式(2-47)の温度 T_s を基準状態の温度 T_* にすると,

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{1.5} \left(\frac{T_* + S}{T + S} \right) = \left(\frac{T}{T_*} \right)^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\frac{T}{T_*} + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-48)$$

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

$$\frac{\mu}{\mu_*} = \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-49)$$

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-50)$$

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

$$\theta = \frac{\gamma T}{\gamma T_*} = \frac{\gamma T}{T_0} \quad (2-51)$$

また, $\hat{c}^2 = \gamma \hat{T}$ より,

$$\theta = \frac{\gamma T}{T_0} = \gamma \hat{T} = \hat{c}^2 \quad (2-52)$$

これらをまとめると,

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-53)$$

$$\theta = \hat{c}^2 \quad (2-54)$$

となる.

さらに無次元化は式(2-34)で行われるので,

$$\mu = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-55)$$

$$(\rho_0 c_0 L_0) \hat{\mu} = \mu_* \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-56)$$

$$\hat{\mu} = \frac{\mu_*}{(\rho_0 c_0 L_0)} \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-57)$$

$$\hat{\mu} = \frac{1}{R'_e} \theta^{1.5} \left(\frac{1 + \frac{S}{T_*}}{\theta + \frac{S}{T_*}} \right) \quad (2-58)$$

となる.

ここで,

$$R'_e = \frac{\rho_0 c_0 L_0}{\mu_*} = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} \quad (2-59)$$

となり, R'_e は基準状態のレイノルズ数である.

2.1.3 基礎方程式の無次元化

以下に無次元化された基礎方程式を示す.

質量保存式は,

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j}{\partial \hat{x}_j} = 0 \quad (2-60)$$

運動量保存式は,

$$\frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} (\hat{\rho} \hat{u}_i \hat{u}_j + \hat{p} \delta_{ij}) + \frac{\partial \hat{\tau}_{ij}}{\partial \hat{x}_j} = 0 \quad (2-61)$$

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,

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{t}} + \frac{\partial \hat{\rho} \hat{u}_j \hat{H}}{\partial \hat{x}_j} + \frac{\partial}{\partial \hat{x}_j} \left(\hat{\tau}_{ij} \hat{u}_i + \frac{\hat{\mu}}{Pr(\gamma - 1)} \frac{\partial \hat{e}^2}{\partial \hat{x}_j} \right) = 0 \quad (2-62)$$

である.

2.1.4 マッハ数とレイノルズ数の与え方

UPACS では基準状態と境界条件の計算などで用いる澁み点状態との関係を規定するため基準状態のマッハ数を与え, 粘性係数の無次元化のために基準状態のレイノルズ数, 基準状態の温度を与えることになっている.

一般に実験で用いるレイノルズ数では, 一様流の流速や上流の流速が用いられるため, この「基準状態のレイノルズ数」とは一致しないので注意が必要である. 一様流速度 V_* で与えられる実験のレイノルズ数を Re とすると, 基準状態のレイノルズ数は式(2-63)で表される.

$$Re' = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} = \frac{\rho_* V_* L_* c_*}{\mu_* V_*} = Re \times \frac{c_*}{V_*} = Re \times \frac{1}{M_*} \quad (2-63)$$

また, 計算格子は代表長さ L_* を用いて無次元化されていると仮定されている. 本研究では翼弦長を基準長としたため, 翼弦長が 1 となるように計算格子を作成した.

2.2 計算手法

支配方程式であるレイノルズ平均ナビエ・ストークス方程式⁽²³⁾の慣性項の離散化に MUSCL 法を用いて 3 次精度で高精度化した Roe スキーム, 粘性項の離散化には 2 次精度中心差分を用いた. 本研究では低マッハ数流れを対象としているので, 空間精度を維持するために制限関数はない. 時間積分法には MFGS(Matrix-Free-Gauss-Seidel)法⁽¹⁹⁾による陰解法を用い, クーラン数が 3 となるように物理時間刻み幅を決定し, 時間刻み幅を一定として計算を行った.

2.3 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) ⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾モデルを使用した。圧縮機内部は逆圧力勾配の流れとなっており、Spalart-Allmaras モデルは逆圧力勾配を伴う境界層を有する流れ計算に適している⁽¹²⁾。

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、

$$\nu_T = \hat{\nu} f_V \quad (2-64)$$

と書き、 f_V を

$$f_V = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_V^3} \quad (2-65)$$

$$\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (2-66)$$

で定義する。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 $\tilde{\nu}$ は、以下の輸送方程式

$$\frac{D\tilde{\nu}}{Dt} = C_P \tilde{\nu} \tilde{S} - C_{\varepsilon 1} f_\varepsilon \left(\frac{\tilde{\nu}}{d}\right)^2 + \frac{1}{\sigma} (\nabla \cdot ((\nu + \tilde{\nu}) \nabla \tilde{\nu})) + C_D (\nabla \tilde{\nu})^2 \quad (2-67)$$

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、 \tilde{S} と f_ε は、

$$\tilde{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} |\bar{\omega}| + \frac{\nu}{(kd)^2} f_P \quad (2-68)$$

$$f_\varepsilon = g \left(\frac{1 + C_{\varepsilon 2}^6}{g^6 + C_{\varepsilon 2}^6} \right)^{1/6} \quad (2-69)$$

で与えられる。式(2-68)、式(2-69)で、 f_P と g は、

$$f_P = 1 - \frac{\chi}{1 + f_V \chi} = \frac{\chi^3 - C_V^3 \chi + C_V^3}{\chi^4 + \chi^3 + C_V^3} \quad (2-70)$$

$$g = r + C_{\varepsilon 3} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} (kd)^2} \quad (2-71)$$

で定義される。

モデル定数は、

$$\sigma = \frac{2}{3}, \quad C_V = 7.1, \quad k = 0.41, \quad C_P = 0.13, \quad C_D = 0.62, \quad C_{\varepsilon 1} = \frac{C_P}{k^2} + \frac{1 + C_D}{\sigma}, \quad C_{\varepsilon 2} = 2, \quad C_{\varepsilon 3} = 0.3 \quad (2-72)$$

である。

UPACS で Spalart-Allmaras モデルを使用する際に、「一様流での NU_tilda」, 「NU_tilda の初期値」という入力変数を与える必要がある。これらの変数については CFD online⁽¹³⁾⁻⁽¹⁵⁾を参考に以下の式(2-73)により求めた。平均流速 U [m/s]は流入速度とし、乱流強度 I ⁽¹⁴⁾は「低速流れ（低レイノルズ数）の場合、一般的に乱流強度は 1[%]から 5[%]と推定される⁽¹⁴⁾」とあったので、本研究では 3[%]とした。乱流の長さスケール⁽¹⁵⁾は、直線翼列のピッチの長さ

(基準長さ) を無次元化した値である「1」の5[%]の値「0.05」とした。

$$\tilde{v} = \sqrt{\frac{3}{2}}(UIL) \quad (2-73)$$

U : 平均流速[m/s], I : 乱流強度, l : 乱流の長さスケール

2.4 入力変数の決定方法

UPACS で内部流れを計算する際に必要な入力変数の決定方法を以下に示す。

澱み点状態を基準状態とし基準状態のレイノルズ数とマッハ数, また境界条件として流入角, 流出境界での静圧 (流出境界での静圧/基準状態での全圧), 流入境界での全圧係数 (全圧@流入境界/全圧@基準状態), 流入境界での全温係数 (全温@流入境界/全温@基準状態) を与え, 初期条件として流入速度を与える必要がある。

本研究では数値計算により失速特性改善に効果のあった翼端溝形状について, 実際に翼モデルを作成し研究室が所有する直線翼列風洞を用いて実験を行い, 数値計算と実験の相互から翼端溝の有用性を評価する。本研究室の直線翼列風洞は流出側が大気開放されており流出側の静圧が大気圧となっているため, 数値計算においても流出側の静圧を大気圧とし, 流出側の静圧と流入速度, 流入角と流出角の差である転向角から, 速度三角形やベルヌーイの定理を用いて幾何学的に入力変数を求めた。

空気の比熱比 $\kappa = 1.4[-]$, 一般気体定数 $R = 8.3145[J/(mol \cdot K)]$ とした。

空気の分子量は $M = 28.966[g/mol]$ なので, 空気の気体定数 $R_{air}[J/(kg \cdot K)]$ は,

$$R_{air} = 8.3145/(28.966 \times 10^{-3}) = 287.043[J/kg \cdot K] \quad (2-74)$$

とした。

転向角 $\theta[deg]$ は, 流入角 $\alpha_{in}[deg]$ と流出角 $\alpha_{out}[deg]$ を用いて,

$$\theta = \alpha_{in} - \alpha_{out} \quad (2-75)$$

と表されるので, 転向角 $\theta[deg]$ と流入角 $\alpha_{in}[deg]$ を用いて流出角 $\alpha_{out}[deg]$ を求めた。

$$\alpha_{out} = \alpha_{in} - \theta \quad (2-76)$$

流入側で速度三角形 (三角関数) を用いて, 流入速度 $v_{in}[m/s]$ と流入角 $\alpha_{in}[deg]$ から軸方向速度 $v_{axis}[m/s]$ を求めた。

$$v_{axis} = v_{in} \cos \alpha_{in} \quad (2-77)$$

流量保存の法則より, 流入側と流出側で軸方向速度成分 $v_{axis}[m/s]$ は保存されるので, 軸方向速度 $v_{axis}[m/s]$ と流出角 $\alpha_{out}[deg]$ を用いて速度三角形 (三角関数) より流出速度 $v_{out}[m/s]$ を求めた。

$$v_{out} = v_{axis}/\cos \alpha_{out} \quad (2-78)$$

・流出境界について

空気の温度 T_{out} [K]は288.15[K] (15[°C]) とした.

静圧 P_{out} [Pa]は大気圧なので,

$$P_{out} = 101325 \times \left(\frac{288.15}{t_{out} + 273.15} \right)^{-5.256} \quad (2-79)$$

密度 ρ_{out} [kg/m³]は, 気体の状態方程式 $P = \rho R_{air} T$ より,

$$\rho_{out} = \frac{P_{out}}{R_{air} T_{out}} \quad (2-80)$$

とし, 音速 c_{out} [m/s]は, 音速の式 $c = \sqrt{\gamma R_{air} T}$ より,

$$c_{out} = \sqrt{\gamma R_{air} T_{out}} \quad (2-81)$$

とした.

マッハ数 M_{out} [-]は,

$$M_{out} = \frac{v_{out}}{c_{out}} \quad (2-82)$$

より求めた.

粘性係数 μ [Pa·s]は温度によって変化することがわかっており, 粘性係数を求める式をサザーランドの式という. サザーランドの式は, 粘性係数をある温度 T_s のときの粘性係数 μ_s を用いて,

$$\mu = \mu_s \left(\frac{T}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T + S} \right) \quad (2-83)$$

S: サザーランド定数 110.4[K], $T_s = 288.15$ [K], $\mu_s = 1.7894 \times 10^{-5}$ [Pa·s]で求められる. この式を用いて粘性係数 μ_{out} [Pa·s]を,

$$\mu_{out} = \mu_s \left(\frac{T_{out}}{T_s} \right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T_{out} + S} \right) \quad (2-84)$$

とした.

・流入境界について

空気の温度は288.15[K] (15[°C]) とした.

静圧 P_{in} [Pa]は, 流出境界の静圧 (大気圧) P_{out} [Pa]と流入境界の速度 v_{in} [m/s], 流出境界の速度 v_{out} [m/s]からベルヌーイの定理を用いて仮定した.

ベルヌーイの定理は,

$$P + \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g z = const \quad (2-85)$$

であり, upacs では重力等の外力を無視しているので,

$$P_{in} + \frac{1}{2} \rho v_{in}^2 = P_{out} + \frac{1}{2} \rho v_{out}^2 \quad (2-86)$$

となる。式(2-86)より流入境界での静圧 P_{in} [Pa]を

$$P_{in} = P_{out} + \frac{1}{2}\rho(v_{out}^2 - v_{in}^2) \quad (2-87)$$

と決定した。

密度 ρ_{in} [kg/m³], 音速 c_{in} [m/s], マッハ数 M_{in} [-], 粘性係数 μ_{in} [Pa·s]については, 以下の式により求めた。

$$\rho_{in} = \frac{P_{in}}{R_{air}T_{in}} \quad (2-88)$$

$$c_{in} = \sqrt{\gamma R_{air}T_{in}} \quad (2-89)$$

$$M_{in} = \frac{v_{in}}{c_{in}} \quad (2-90)$$

$$\mu_{in} = \mu_* \left(\frac{T_{in}}{T_s}\right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T_{in} + S}\right) \quad (2-91)$$

・基準状態（澱み点状態）について

式(2-92)～式(2-94)に示す圧縮性流体の一樣流状態と澱み点状態の関係式を用いて, 基準状態（澱み点状態）の値を求めた。

$$\frac{T_*}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2 \quad (2-92)$$

$$\frac{p_*}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-93)$$

$$\frac{\rho_*}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-94)$$

一樣流状態を流入境界の状態として, 基準状態の温度 T_* [K], 圧力 P_* [Pa], 密度 ρ_* [kg/m³], 粘性係数 μ_* [Pa·s], 音速 c_* [m/s]を以下の式より求めた。

$$T_* = T_{in} \times \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M_{in}^2\right) \quad (2-95)$$

$$P_* = P_{in} \times \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M_{in}^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2-96)$$

$$\rho_* = \rho_{in} \times \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M_{in}^2\right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2-97)$$

$$\mu_* = \mu_s \left(\frac{T_*}{T_s}\right)^{1.5} \left(\frac{T_s + S}{T_* + S}\right) \quad (2-98)$$

$$c_* = \sqrt{\gamma R_{air}T_*} \quad (2-99)$$

基準状態のマッハ数 M_* [-]は, 澱み点状態の速度は0であるため,

$$M_* = 0 \quad (2-100)$$

とした.

基準状態の長さ (代表長) $L_*[\text{m}]$ は, 翼弦長とした.

これらの基準状態の値を用いて基準状態のレイノルズ数 Re_* を,

$$Re_* = \frac{\rho_* c_* L_*}{\mu_*} \quad (2-101)$$

と決定した.

・全圧係数と全温係数について

全圧係数 (全圧@流入境界/全圧@基準状態) は, 流入境界の全圧 $P_{\text{全in}}[\text{Pa}]$, 基準状態の全圧 $P_{\text{全基準}}[\text{Pa}]$ を

$$P_{\text{全in}} = P_{in} + \frac{1}{2} \rho_{in} v_{in}^2 \quad (2-102)$$

$$P_{\text{全基準}} = P_* \quad (2-103)$$

より求め,

$$\text{全圧係数} = P_{\text{全in}} / P_{\text{全基準}} \quad (2-104)$$

とした.

全温係数 (全温@流入境界/全温@基準状態) は, 流入境界の全温 $T_{\text{全in}}[\text{K}]$, 基準状態の全温 $T_{\text{全基準}}[\text{K}]$ を

$$T_{\text{全in}} = T_{in} \quad (2-105)$$

$$T_{\text{全基準}} = T_* \quad (2-106)$$

より求め,

$$\text{全温係数} = T_{\text{全in}} / T_{\text{全基準}} \quad (2-107)$$

とした.

2.5 翼列性能の評価方法

圧縮機の性能は圧力比と効率で評価される. 圧縮機の性能曲線の圧力比は直線翼列における揚力に相当し, 効率は全圧損失に相当する. 本研究では直線翼列の揚力と全圧損失によって翼列性能を評価した. 揚力係数⁽²⁵⁾ Cl は, 式(2-108)によって翼面の圧力係数 C_p を求め, 圧力係数 C_p を翼弦に対して垂直方向成分 C_{ph} と水平方向成分 C_{pf} に分解し, 式(2-109), 式(2-110)により翼弦に垂直な力の成分 C_n と水平な力の成分 C_c を求め, 式(2-111)により導出した. 翼全体の揚力係数 C_L は, 翼スパンにおける揚力係数 Cl を翼スパン方向に足し合わせ, 翼スパン長で割ることで求めた. 全圧損失 ξ は式(2-112)によって求めた.

$$C_p = \frac{P - p_l}{q} \quad (2-108)$$

P : 流入全圧, p_l : 翼面圧力, q : 流入動圧

$$C_n = \int \frac{\Delta C_{ph} dx}{c} \quad (2-109)$$

$$C_c = \int \frac{\Delta C_{pf} dy}{c} \quad (2-110)$$

dx : x 方向格子間隔, dy : y 方向格子間隔, c : 翼弦長

$$Cl = C_n \cos \alpha - C_c \sin \alpha \quad (2-111)$$

α : 食違い角

$$\xi = \frac{P_{total.in} - P_{total.out}}{q} \quad (2-112)$$

$P_{total.in}$: 流入側全圧, $P_{total.out}$: 流出側全圧

2.6 数値計算の信頼性評価

数値計算で翼周りの流れ場の予測が行えているかを確認するために、二次元計算と NACA の Herrig らが行った二次元翼列風洞実験⁽¹⁶⁾の翼面圧力係数分布を比較した。NACA の二次元翼列風洞実験では、壁面の境界層の制御が行われており、また流出側が大気開放されており流出側の静圧が大気圧となっている。

2.6.1 計算対象・条件

計算対象は図 2-1 のように直線翼列の一流路をモデル化したものであり、モデル上下面を周期境界条件とすることで一流路のモデルで直線翼列内部の流れを再現した。翼表面をすべりなし条件とし、二次元計算であるため壁面をすべり壁とした。翼面の格子点数は 400 点であり、境界層の計算格子⁽²¹⁾⁽²²⁾は粘性低層 ($0 < y^+ < 4 \sim 5$) に 5 点格子が配置されるように、 $y^+ = 1$ の位置に一点目の格子を配置し、成長率 1.2 で 5 点目まで成長させた。境界層の計算格子を図 2-2 に示す。二次元翼列実験の結果と翼面圧力係数分布を比較する際に境界条件の影響が少ない領域で数値計算結果と比較するためにスパン方向に 6 点格子 (5 セル) を作成し、スパン中央断面の翼面圧力係数分布で比較した。

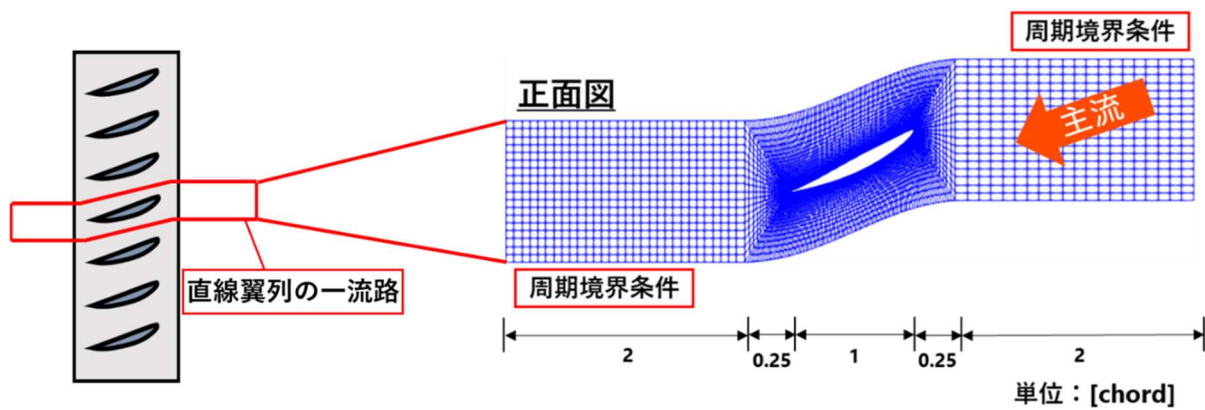


図 2-1 計算対象

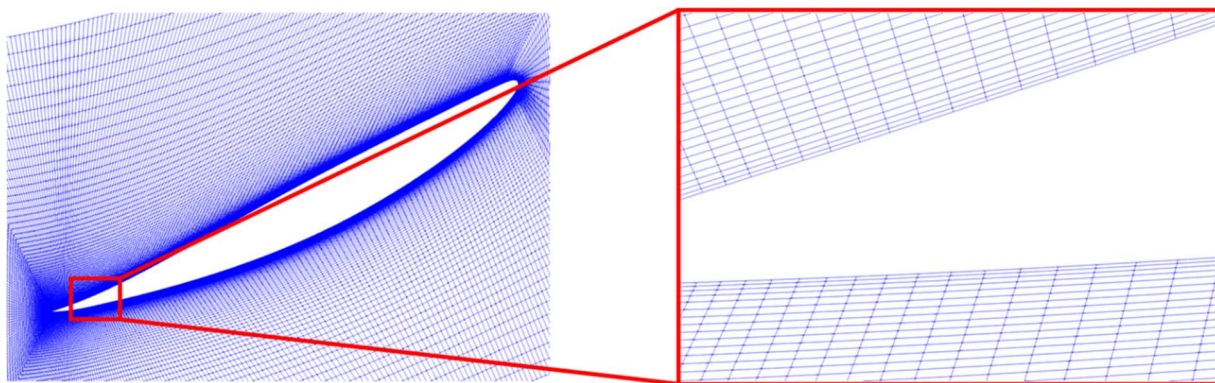


図 2-2 境界層の計算格子

翼列諸元を図 2-3 に示す. 翼列の軸方向と翼弦方向のなす角である食違い角 ξ が $26.3[\text{deg}]$, 翼弦長 c と翼列ピッチ s の比であるソリディティを 1 とし, 流入角 30 度 (迎角 3.7 度) の場合と流入角 45 度 (迎角 18.7 度) の場合で比較を行った. 計算条件は NACA の実験条件と合わせ, 流入速度 $V = 28.956[\text{m/s}]$, レイノルズ数は 245000 とした.

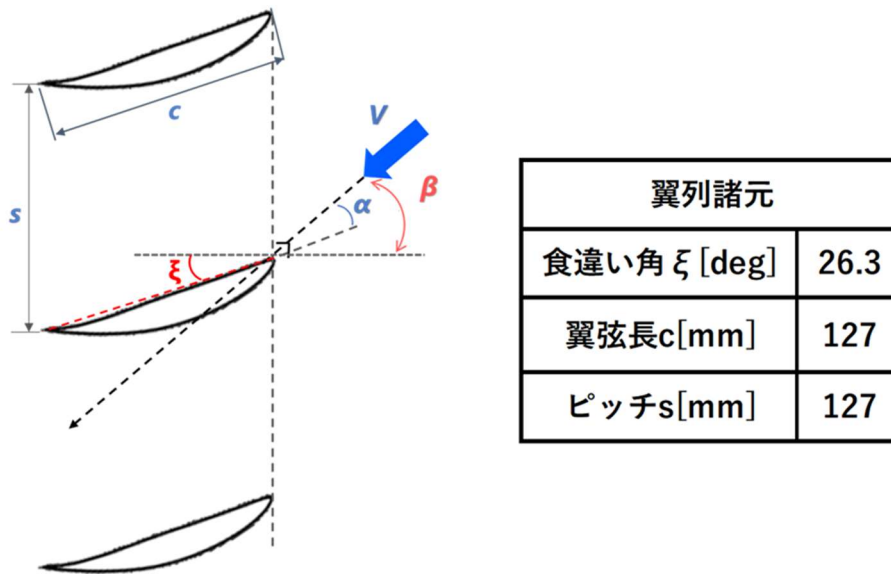


図 2-3 翼列諸元

2.6.2 計算結果

NACA の二次元翼列実験と二次元計算とで翼面圧力係数分布を比較した結果を図 2-4 に示す。図の横軸は翼前縁からの距離を翼弦長で割った Percent Chord[-]であり、縦軸は圧力係数 C_p [-]である。NACA 実験、数値計算ともに上側の線が翼負圧面側の圧力係数分布、下側の線が翼正圧面側の圧力係数分布となっている。流入角 30 度（迎角 3.7 度）、流入角 45 度（迎角 18.7 度）ともに、NACA 実験と数値計算で同等の分布となっており、数値計算で翼周りの流れ場を予測できていることが確認できる。

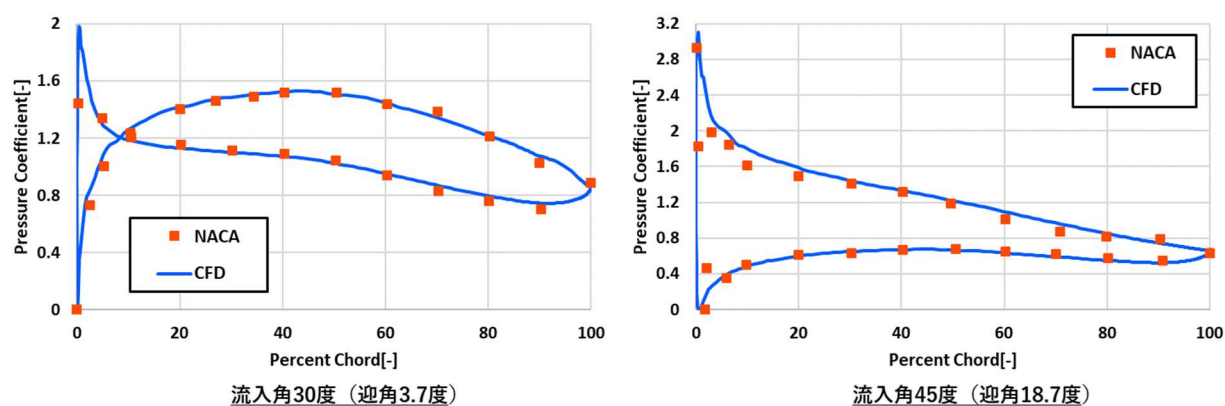


図 2-4 翼面圧力係数分布の比較

図 2-5 に翼面から格子点 10 点目までのマッハ数分布とエントロピー分布を示す。境界層の解像が行えていることが確認できる。

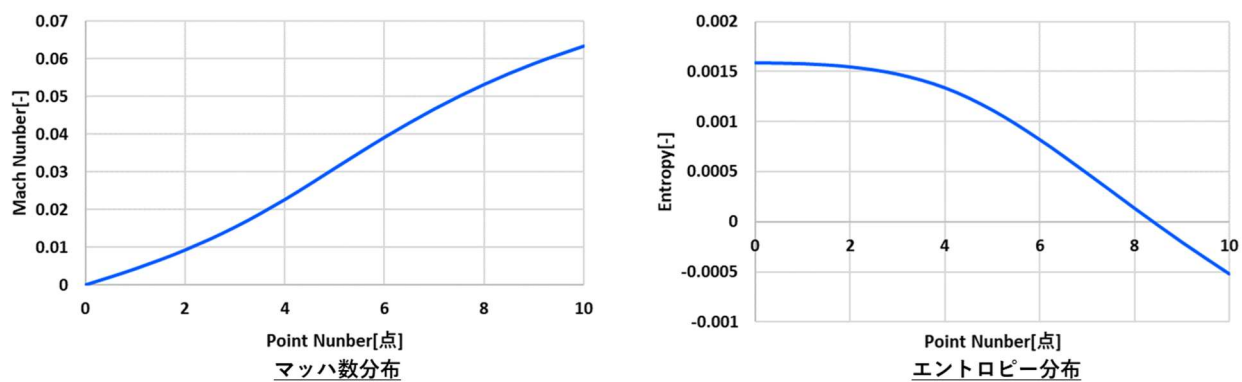


図 2-5 格子点 10 点目までのマッハ数分布とエントロピー分布

第3章 翼端に加工した溝が翼列性能と流れ場に及ぼす影響

ケーシングトリートメントについて、ミッドコード位置より前縁側に施した周方向溝が失速特性の改善に効果的であるという報告⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾がある。これを参考に翼端に周方向溝を施し、翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。そしてその結果を基に新たな溝形状を提案し、翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。

3.1 計算対象・条件

計算対象は図 3-1 に示すように二次元計算と同様、直線翼列の一流路をモデル化し、モデル上下面を周期境界条件とすることで一流路のモデルで直線翼列内の流れを再現した。境界層の計算格子についても、二次元計算と同様、粘性低層 ($0 < y^+ < 4 \sim 5$) に 5 点格子を配置した。本研究では数値計算で失速特性の改善に効果のあった翼端溝について、実際に模型を作成し本研究室の所有する直線翼列風洞を用いた実験を行い、数値計算と実験の相互から翼端溝の有用性を評価する。そのため、翼列のパラメータについては本研究室の所有する直線翼列風洞に条件が合うように決定した。翼型には翼弦 80[mm]、翼幅 180[mm]の NACA65-810 翼型を用い、主流速度は 40[m/s]とした。図 3-2 に翼列諸元を示す。翼弦長 c と翼列ピッチ s の比であるソリディティを 1 とした。翼列の軸方向と翼弦方向のなす角である翼の食違い角 ξ を 26.3[deg]とし、食違い角を固定し流入角を変化させることで翼に対する迎角を変化させ、失速特性を調査した。翼端と翼端側の壁面との翼端隙間は 3.5[mm]、翼面及び壁面は滑りなし条件とした。図 3-3 に示すように翼端側の壁面の翼付近の領域については、実際のジェットエンジンの回転する動翼とケーシング間の相対運動を翼が固定されている直線翼列で再現するために、壁面を翼列方向に翼の正圧面側から負圧面側に向かって運動する条件とした。壁面運動の速度 U [m/s]については、図 3-4 を参考に式(3-1)によって求めた。

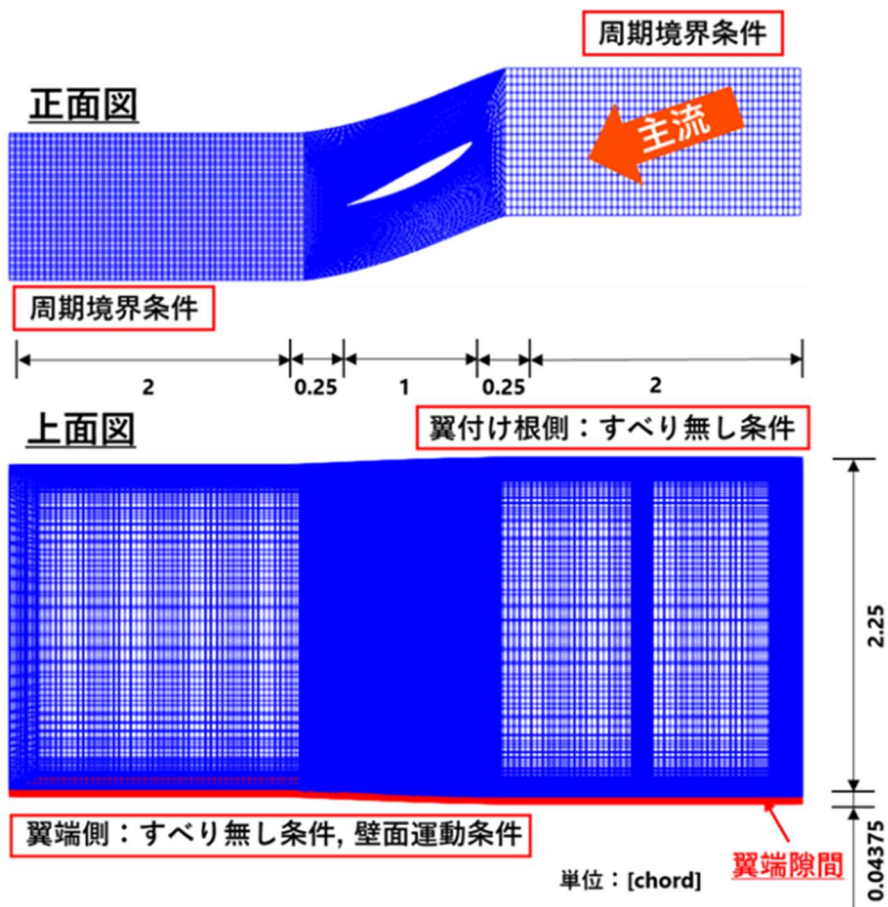


図 3-1 計算対象

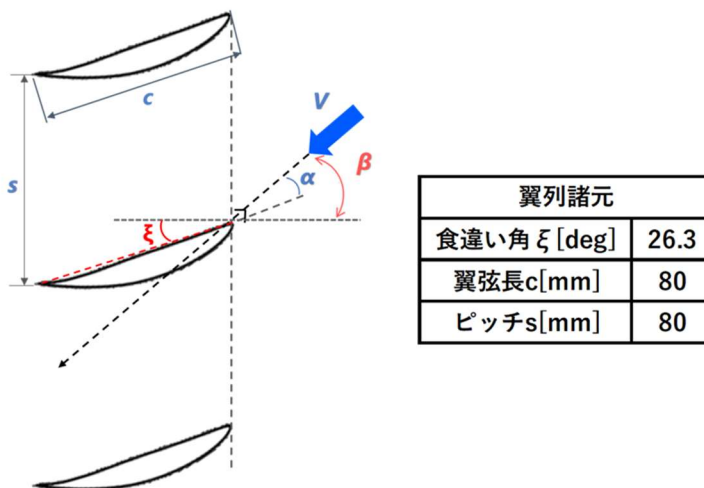


図 3-2 翼列諸元

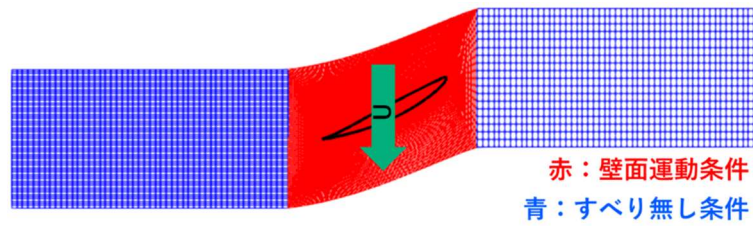


図 3-3 翼端側の境界条件

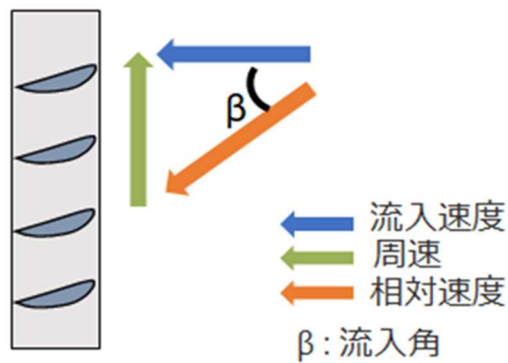


図 3-4 動翼列への流れ

$$U = V \sin \beta \quad (3-1)$$

$U[m/s]$: 壁面運動速度, $V[m/s]$: 流入速度, $\beta[deg]$: 流入角

3.2 周方向溝が翼列性能と流れ場に及ぼす影響

図 3-5 に示すようにミッドコード位置と 20% chord 位置に幅 13.5% chord, 深さ 27% chord の周方向溝を施し, 翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した. ミッドコード位置に溝を加工したモデルを Model1, 20% chord 位置に溝を加工したモデルを Model2 とする.

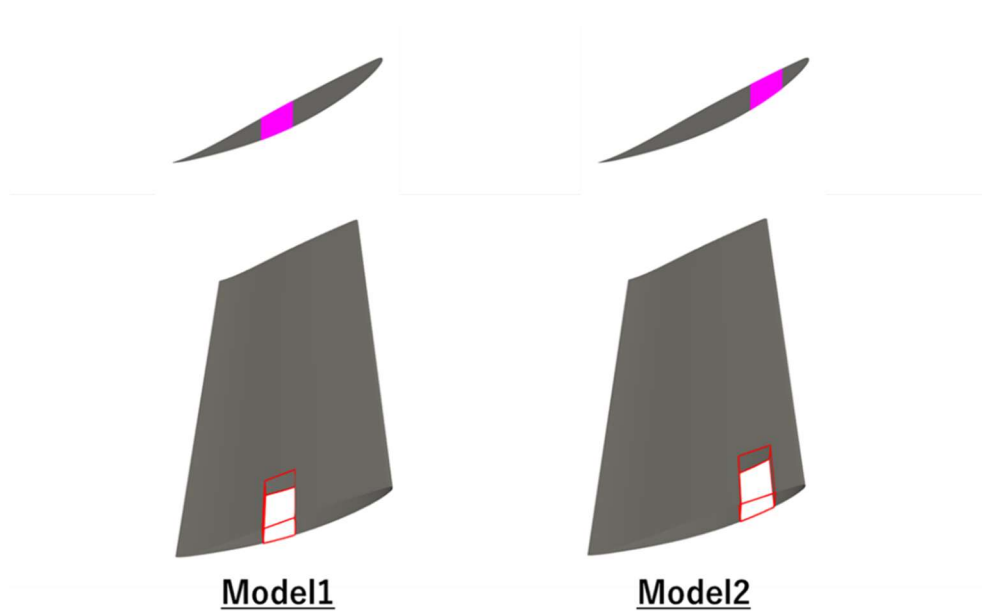


図 3-5 翼端溝モデル

3.2.1 計算結果

3.2.1.1 失速特性の変化

図 3-6 に周方向溝による失速特性の変化を示す。溝を施したモデルでも流入角 51 度から 52 度にかけて揚力係数が大きく減少しており、溝により失速の発生を遅らせることができていない。しかし、前縁側に溝を施した Model2 において、流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の減少を抑制できており、失速特性の改善傾向が確認できる。揚力係数の値に着目すると、溝を施したモデルの方が全体的に揚力係数の値が小さくなっており、溝を施すことで得られる揚力が減少している。

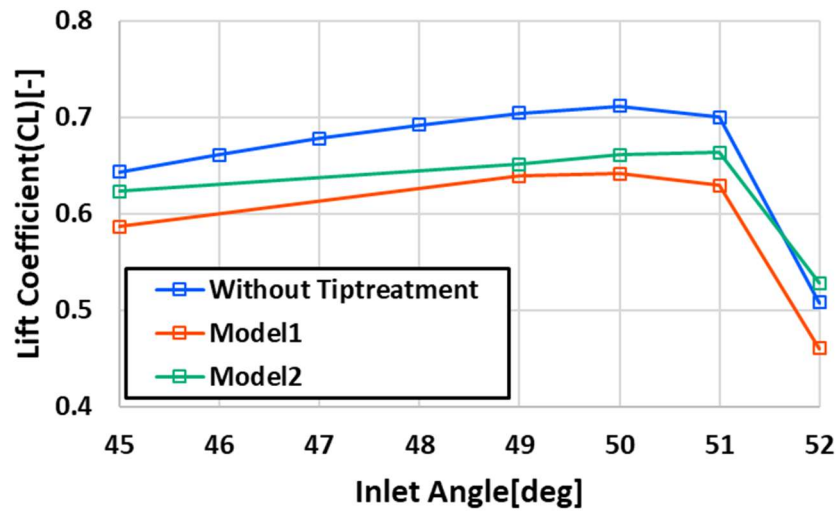
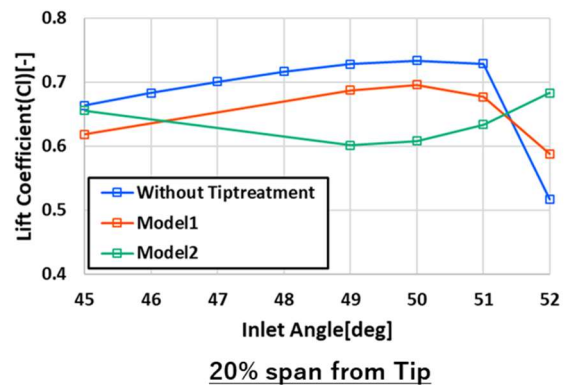
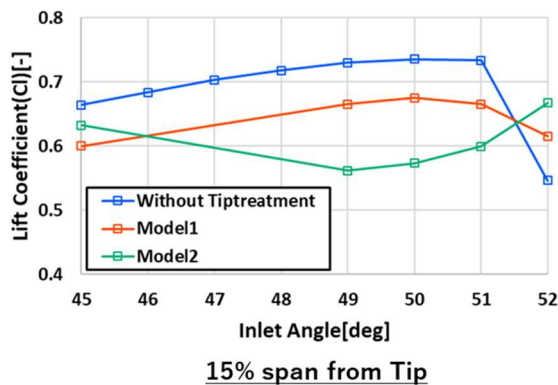


図 3-6 周方向溝モデルによる失速特性の変化

図 3-7 に翼端からの距離と失速特性の関係を示す。溝の深さが 12% span なので、翼端から 15% span 位置は溝から 3% span の距離の位置である。溝を施したモデルの方が翼端から 15% span 位置から 30% span 位置にかけて失速前の揚力係数の値が小さくなっている。また翼端付近ほど揚力係数の減少具合は大きく、翼端から離れるにつれて低減することがわかる。翼端から 50% span 以降では溝を施したモデルの方が流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の減少を低減でき、前縁側に溝を施した Model2 については失速前の揚力係数の値が溝を施していないモデルよりも大きくなることを確認できる。Model2 においては、翼端から 15% span 位置、20% span 位置で流入角 45 度から 49 度にかけて揚力係数が減少するが、流入角 49 度から失速後の 52 度にかけて揚力係数が増加していくことが確認できる。



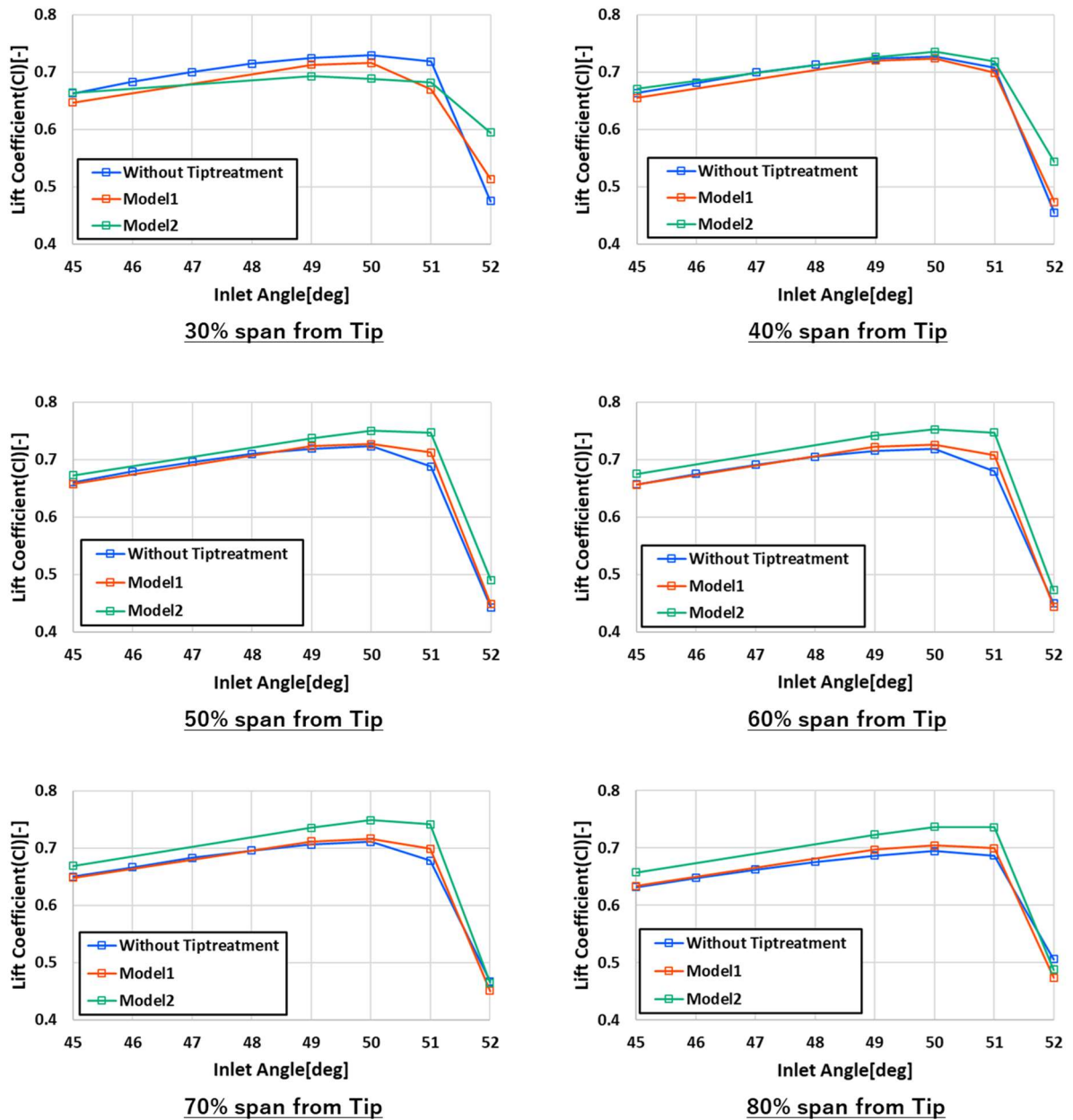


図 3-7 翼端からの距離と失速特性の関係

3.2.1.2 翼周りの流れ場の変化

図 3-8～図 3-12 に周方向溝による翼負圧面側の流線の変化を示す。溝により翼端付近で流れが乱れるが、失速直前である流入角 51 度の翼端から離れた領域に着目すると、溝を施したモデルの方が剥離領域の成長を抑制できていることが確認できる。また Model1 よりも Model2 の方が翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制しており、前縁側に施した溝の方が翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制できることが確認できる。

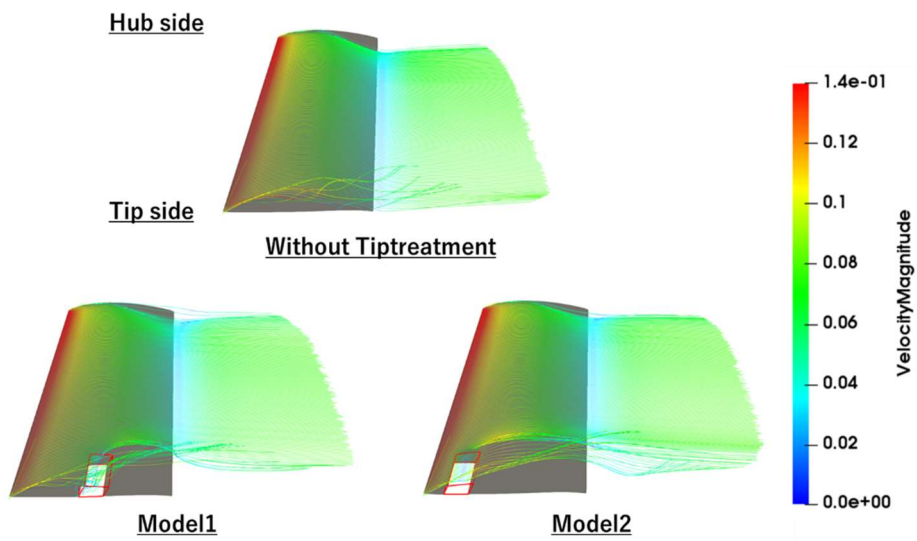


図 3-8 周方向溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 45 度）

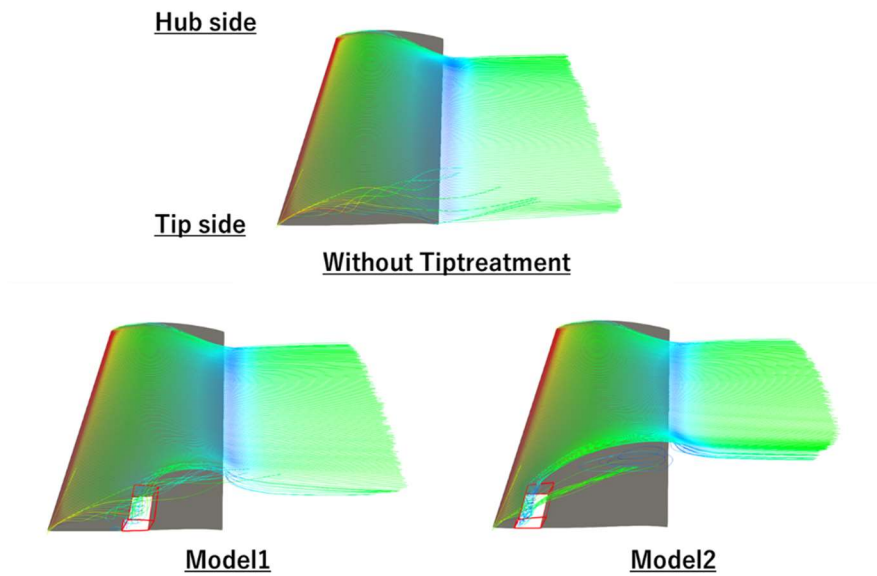


図 3-9 周方向溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 49 度）

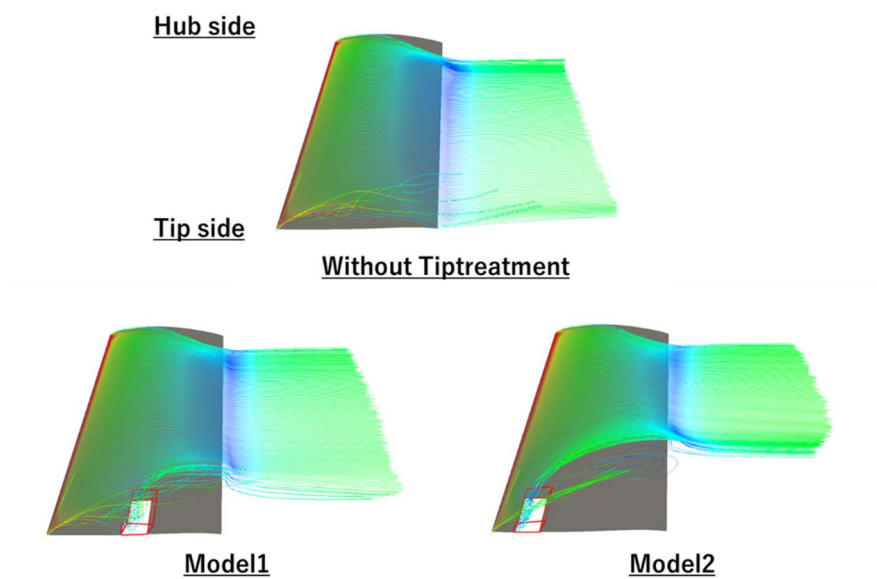


図 3-10 周方向溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 50 度）

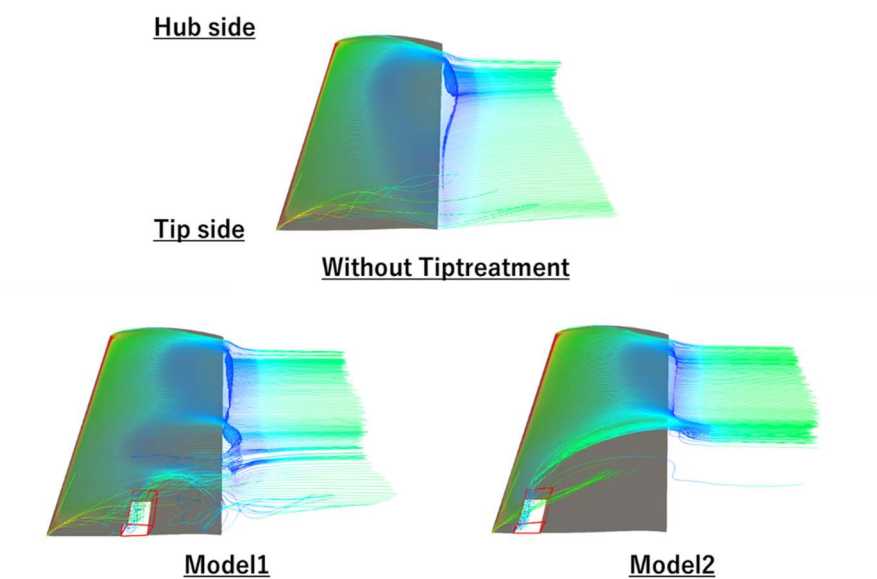


図 3-11 周方向溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 51 度）

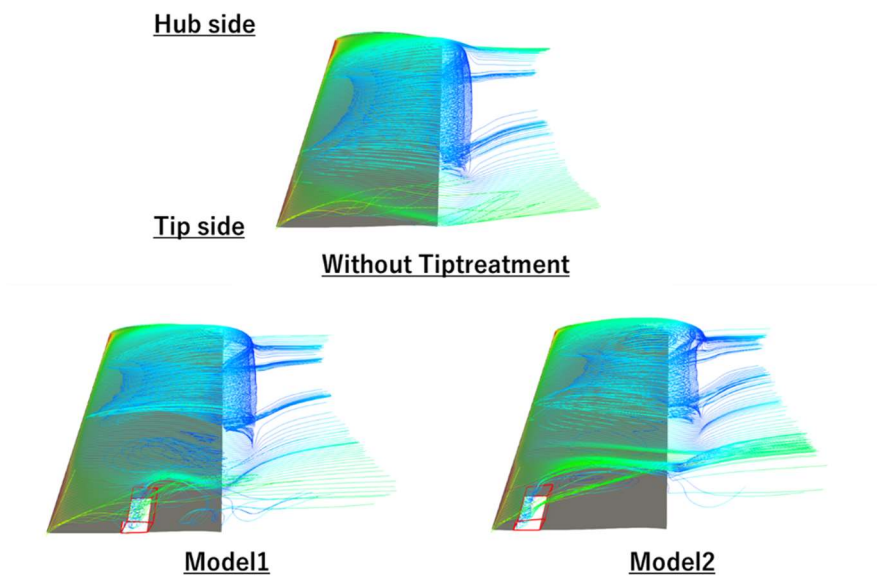


図 3-12 周方向溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 52 度）

図 3-13 に流入角 51 度における溝内部を翼の正圧面側から負圧面側に流れる流線を示す。前縁側に溝を施した Model2 の方が溝を通った流体を翼根方向に導け、溝内を通った流体の影響を翼端から離れた領域にまで及ぼせていることが確認できる。

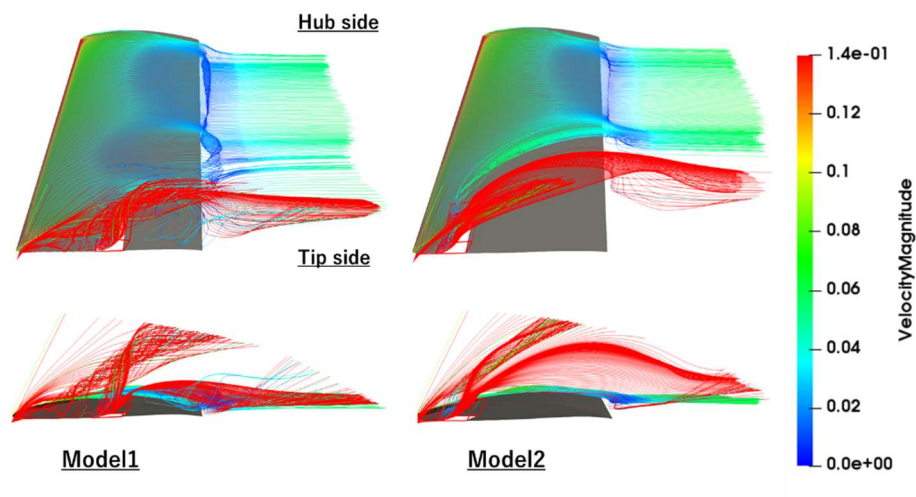


図 3-13 溝内部の流線（流入角 51 度）

図 3-14～図 3-18 に流入角 51 度における周方向溝による翼周りの速度の z 方向成分の変化を示す。翼根側に向かう方向が正、翼端側に向かう方向が負である。溝を施したモデルでは溝の翼負圧面側で翼根側に向かう流れが強くなっていることが確認できる。またミッド

コード位置に施した溝よりも前縁側に施した溝の方がこの流れが強くなっており、翼端から離れた領域でも翼根側に向かう速度の成分が確認できる。

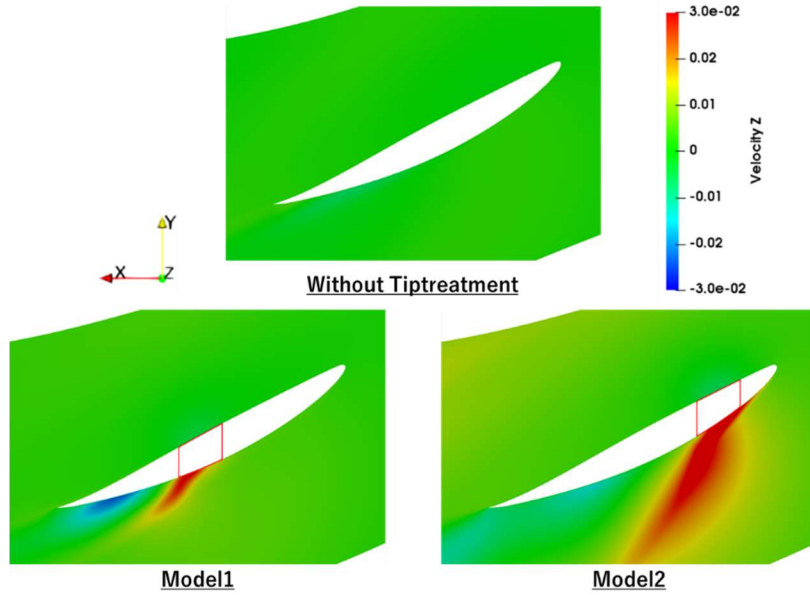


図 3-14 周方向溝による速度の z 方向成分の変化（翼端から 15% span 位置）

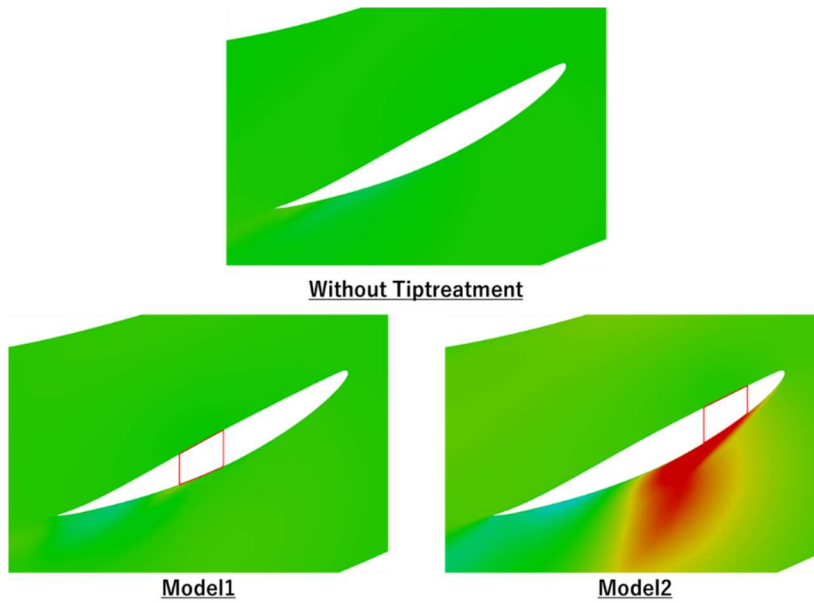


図 3-15 周方向溝による速度の z 方向成分の変化（翼端から 20% span 位置）

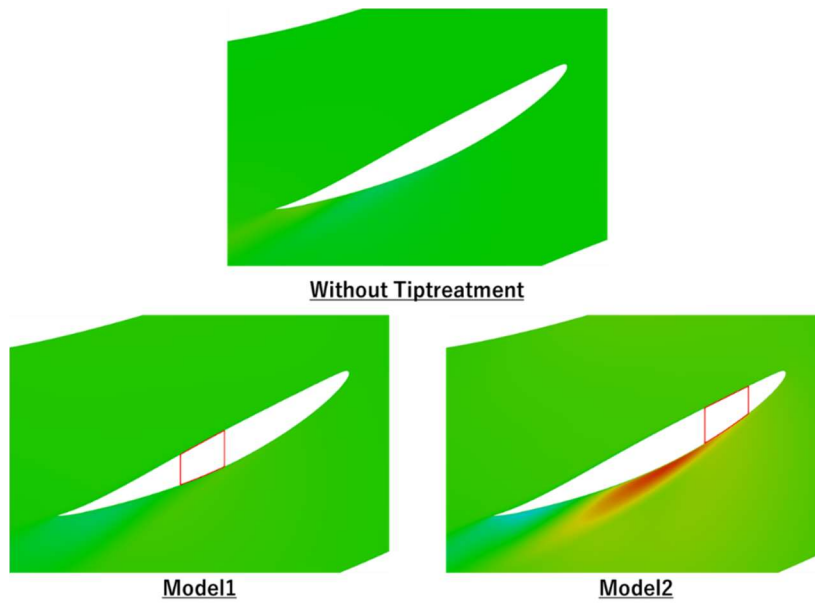


図 3-16 周方向溝による速度の z 方向成分の変化 (翼端から 30% span 位置)

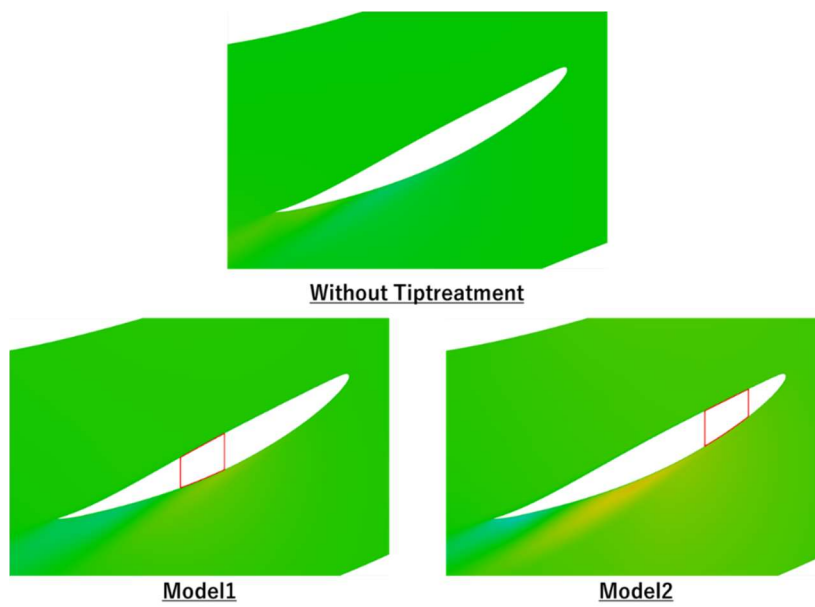


図 3-17 周方向溝による速度の z 方向成分の変化 (翼端から 40% span 位置)

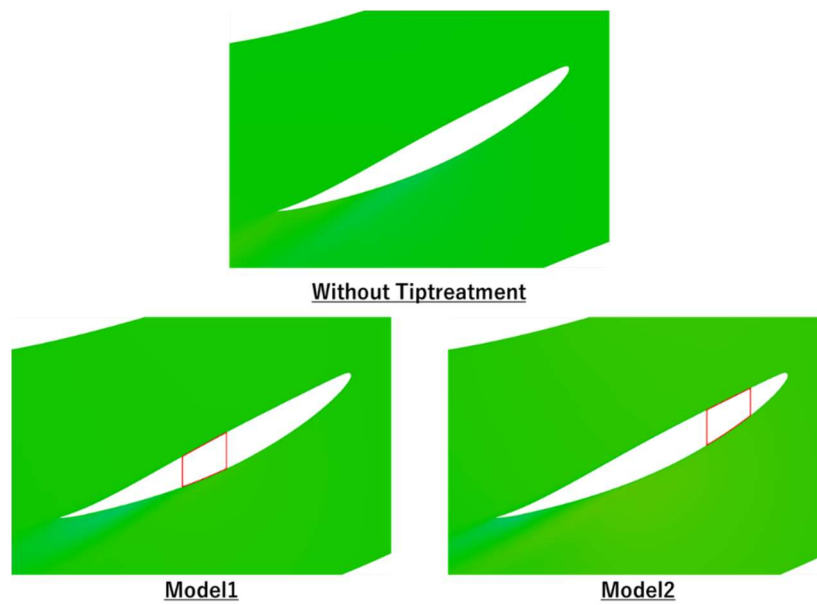


図 3-18 周方向溝による速度の z 方向成分の変化 (翼端から 50% span 位置)

図 3-19 に周方向溝を施した翼の翼負圧面の圧力分布を示す。溝内で圧力が高くなる領域が生成され、溝出口部分と翼根側で圧力差が生成されることが確認できる。また翼負圧面側では前縁側の方が圧力が低くなるため、前縁側に施した溝の方が溝出口部分と翼根側の圧力差が大きくなることがわかる。

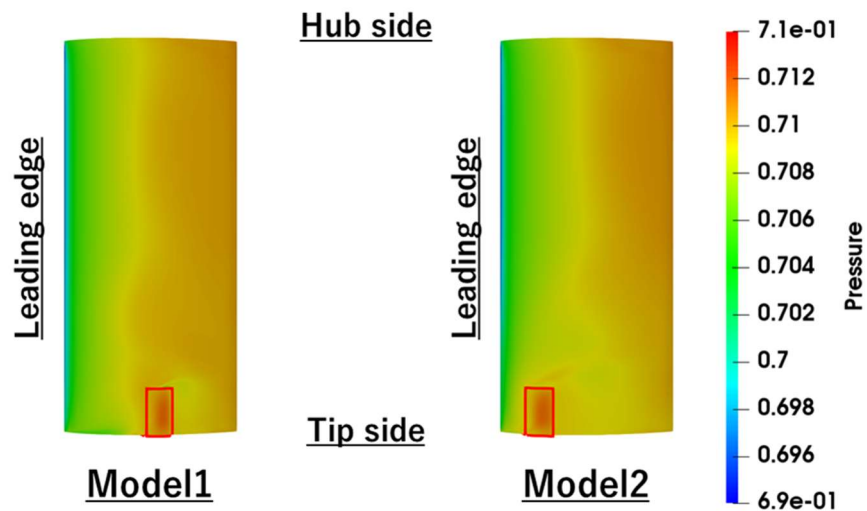


図 3-19 周方向溝を施した翼負圧面の圧力分布

図 3-20 に溝のスパン中央位置における、周方向溝を施した翼周りの圧力分布と速度分布、速度ベクトルを示す。溝の翼正圧面後縁側で主流と溝が衝突し圧力が高くなる領域が生成

され、また溝内部で流体が加速される領域が生成されることが確認できる。しかし溝内部と溝の翼負圧面後縁側で流れが大きく乱れる領域が生成され溝内部を流れる流体の大きな抵抗となっていることがわかる。Model1, 2ともに溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されることが確認できる。

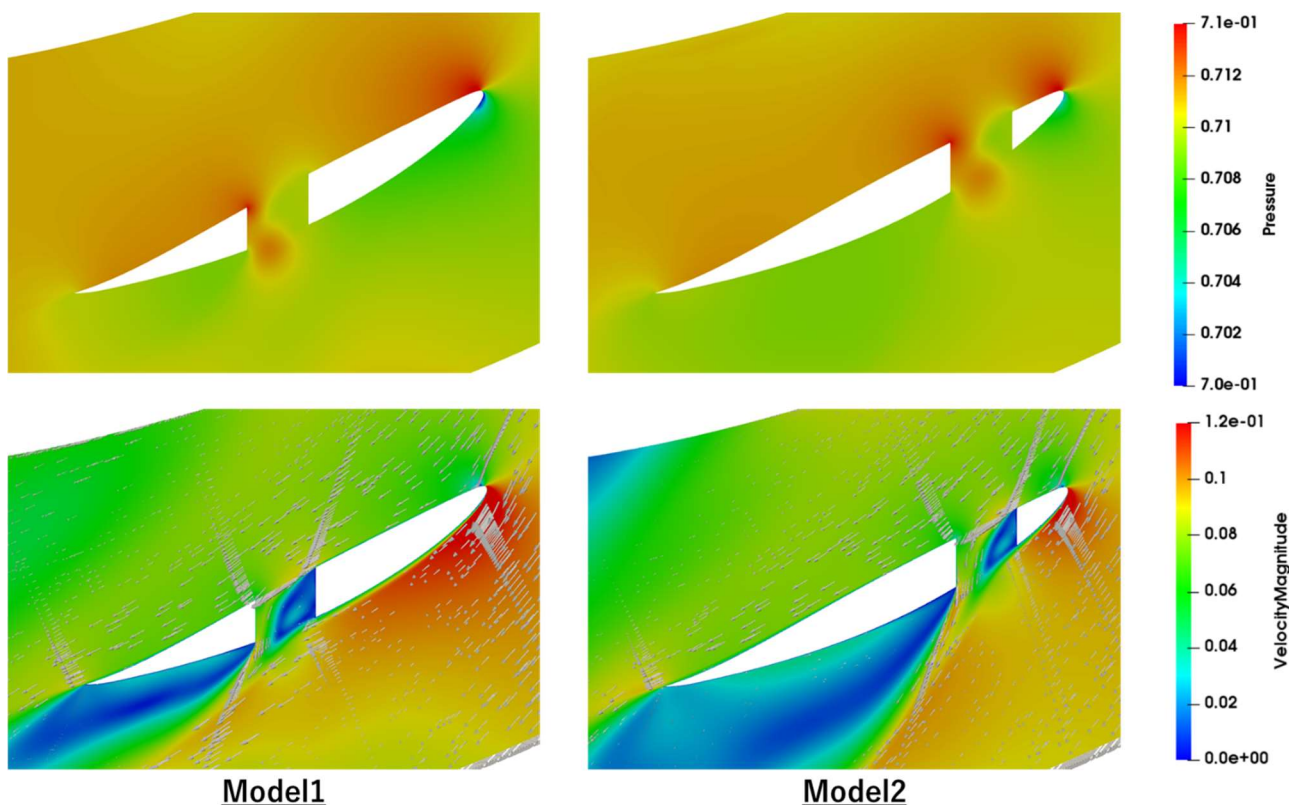


図 3-20 周方向溝を施した翼周りの流れ場

3.2.1.3 全圧損失の変化

図 3-21 に周方向溝による全圧損失の変化を示す。溝を施したモデルの方が全体的に全圧損失の値が大きくなっている。しかし失速後の流入角 52 度においては、前縁側に溝を施した Model2 の全圧損失の値が溝を施していないモデルよりも小さくなっていることが確認できる。

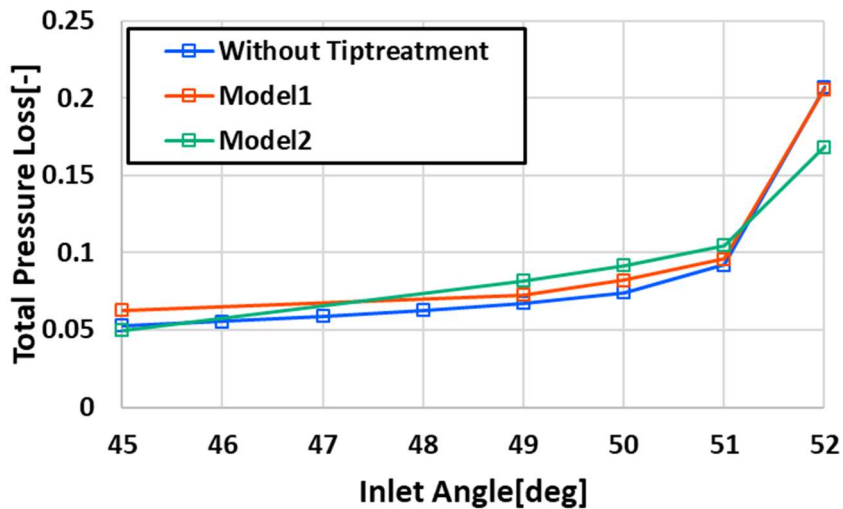


図 3-21 周方向溝による全圧損失の変化

3.2.2 考察

翼端に周方向溝を施すことで翼端付近では揚力係数が大幅に減少するが、翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制でき、前縁側に溝を施した Model2 において失速特性の改善傾向が見られた要因について考察する。溝を施すことで翼端付近の流れが乱れ翼端付近の揚力係数の減少につながるが、溝を通った流体を翼根方向に導くことができたことで翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制することができ、翼端から離れた領域の揚力係数の増加や失速特性の改善につながったと考える。Model2 において翼全体で評価した失速特性の改善傾向が見られた要因については、前縁側に施した溝の方が溝内を通った流体をより翼根方向に導くことができ、溝内を通った流体の影響を翼端から離れた領域でも及ぼせたことで、翼端から離れた広い領域で剥離の成長を抑制できたためであると考えられる。

溝内を通った流体が翼根方向に導かれた要因について考察する。溝を施すことで溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成され、溝出口部分と翼根側とで圧力差が生成され、この圧力差によって溝内を通った流体が翼根方向に導かれたと考える。また翼負圧面側では前縁側の方が圧力が低くなるため、前縁側に施した溝の方が溝出口部分と翼根側との圧力差が大きくなり、前縁側に溝を施した Model2 の方が溝内を通った流体をより翼根方向に導くことができ、翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制できたと考えられる。

溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成された要因について考察する。溝内で剥離領域が生成されることで、溝内を流れる流体の流路が縮小され溝内で流体が加速されるが、溝出口に向かって流路が拡大され溝出口部分で流体が減速することで圧力が高くなったと考える。また翼負圧面を流れてきた流体が、溝出口部分で溝内の剥離領域の影響を受け減速することで圧力が高くなることも要因であると考えられる。

溝を施したモデルの方が失速前の全圧損失が悪化した要因について考察する。溝内部と溝出口部分で大きく流れが乱れ、この乱れが主流の抵抗となったことで全圧損失の悪化につながったと考える。

3.3 溝による流れの乱れを抑制した溝が翼列性能と流れ場に及ぼす影響

翼端に周方向溝を施すと、翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制できるが、溝付近の流れが乱れることがわかったので、溝による流れの乱れをできるだけ少なくすることを目的とし、図 3-22 に示すように 20% chord 位置からミッドコード位置にかけて溝を施した Model3, 20% chord 位置から 70% chord 位置にかけて溝を施した Model4 を作成し、翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。

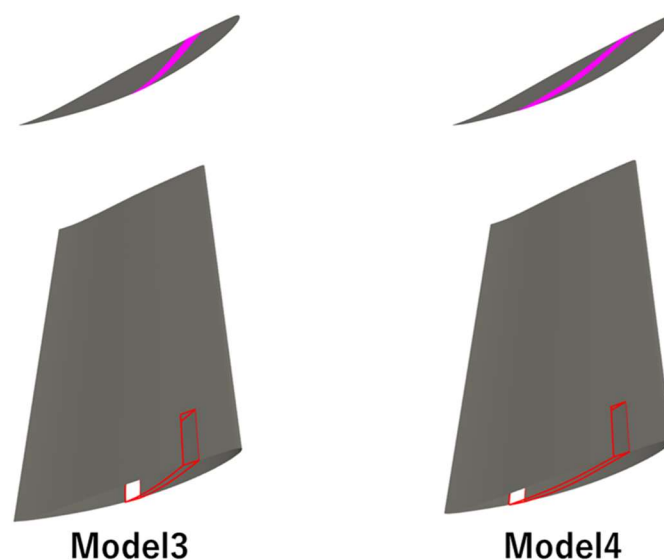


図 3-22 提案した溝モデル

3.3.1 計算結果

3.3.1.1 失速特性の変化

図 3-23 に提案した溝による失速特性の変化を示す。溝を施した Model3, 4 の方が流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の減少の傾きが大きくなっており失速特性が悪化している。しかし、Model1, 2 より失速前の揚力係数の値が大きくなっており、失速前において溝による揚力の減少を低減できていることが確認できる。

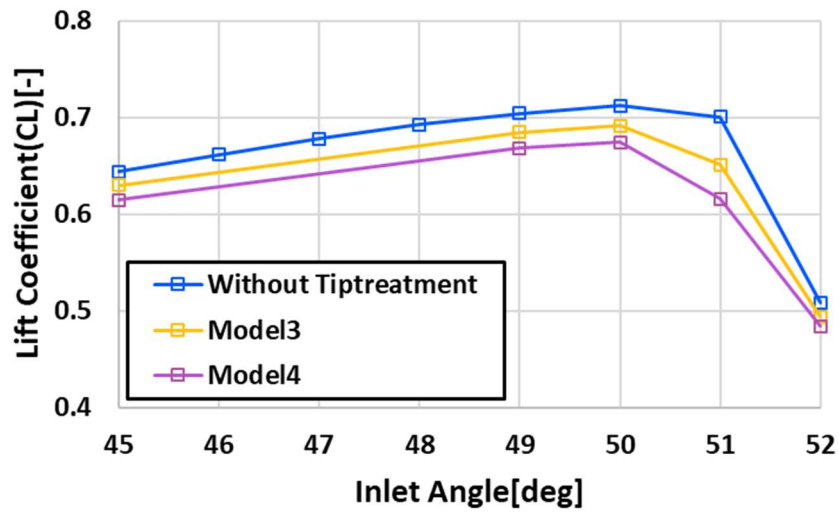
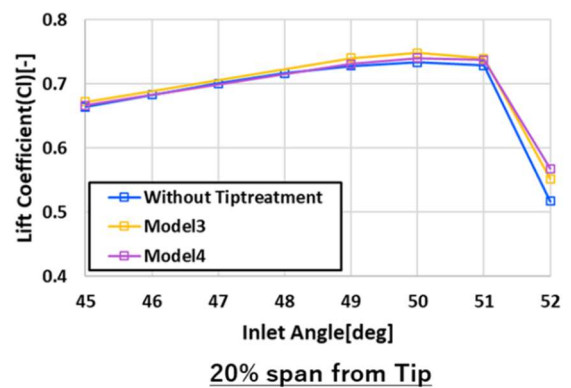
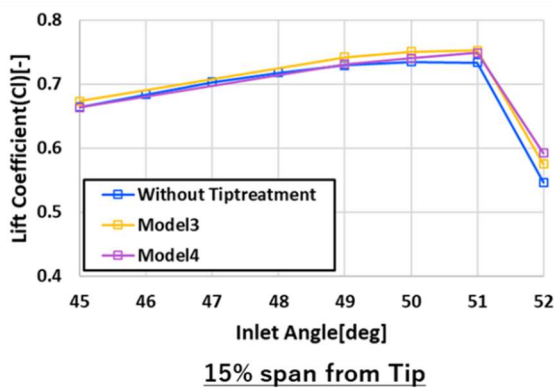


図 3-23 提案した溝モデルによる失速特性の変化

図 3-24 に翼端からの距離と失速特性の関係を示す。溝を施したモデルの方が失速前の揚力係数の値が大きくなっており、溝を施していないモデルよりも大きな揚力を得られている。翼端から 15% span 位置における失速特性に着目すると、Model3, 4 とともに流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の減少が抑えられており、翼端付近において失速特性の改善傾向が確認できる。また Model1, 2 では溝を施すことで翼端付近の揚力係数の値が大きく減少していたが、Model3, 4 ではこれを防いでいることが確認できる。しかし翼端から離れた領域では Model3, 4 の方が流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の減少の傾きが大きくなっており、失速特性が悪化している。



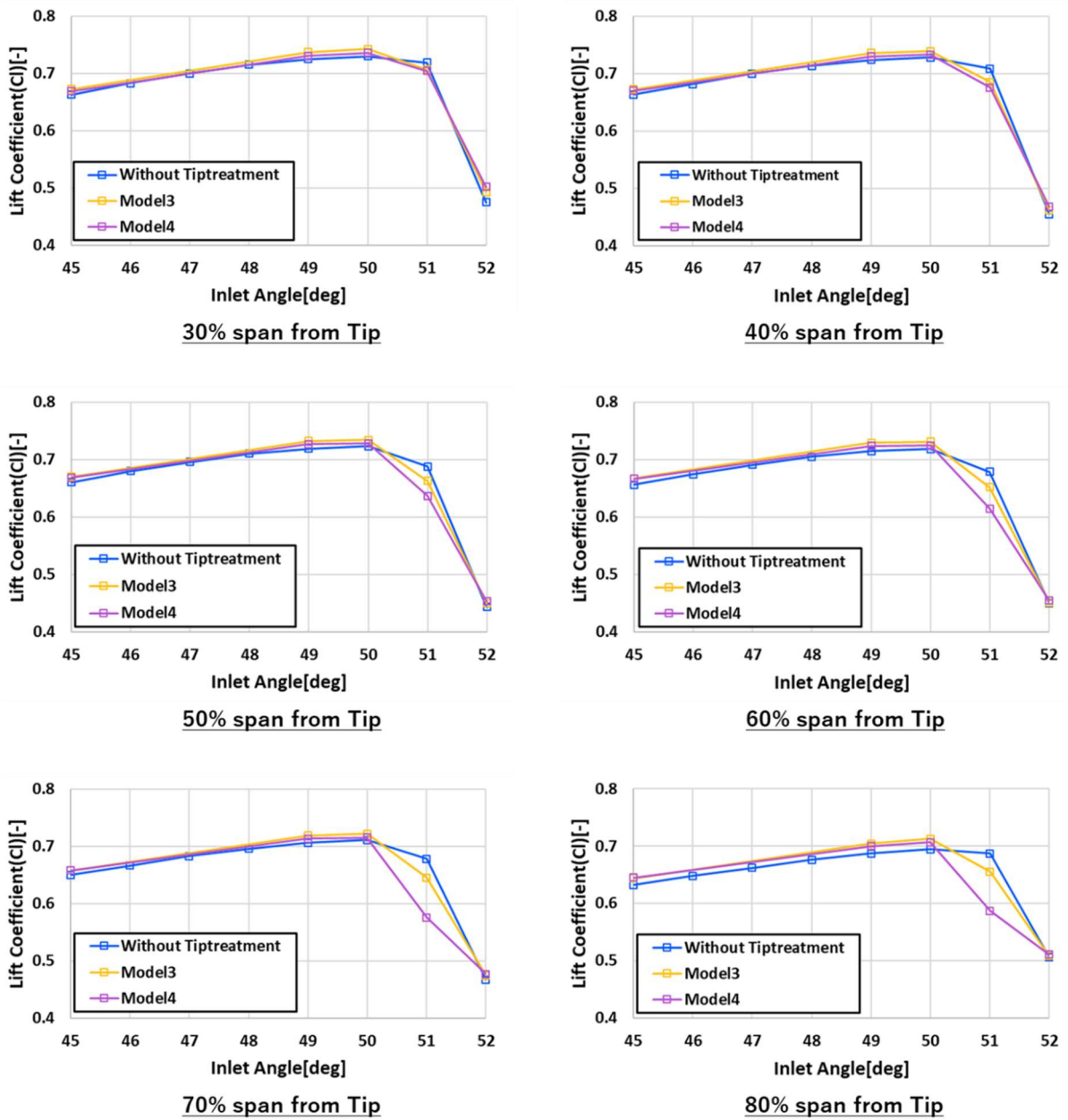


図 3-24 翼端からの距離と失速特性の関係

3.3.1.2 翼周りの流れ場の変化

図 3-25～図 3-29 に提案した溝による翼負圧面側の流線の変化を示す。溝による流れの乱れを抑制できており、翼端付近の剥離の成長を抑制できていることが確認できる。しかし流入角 51 度において、溝を施したモデルの方が翼端から離れた領域の剥離の成長が促進されている。

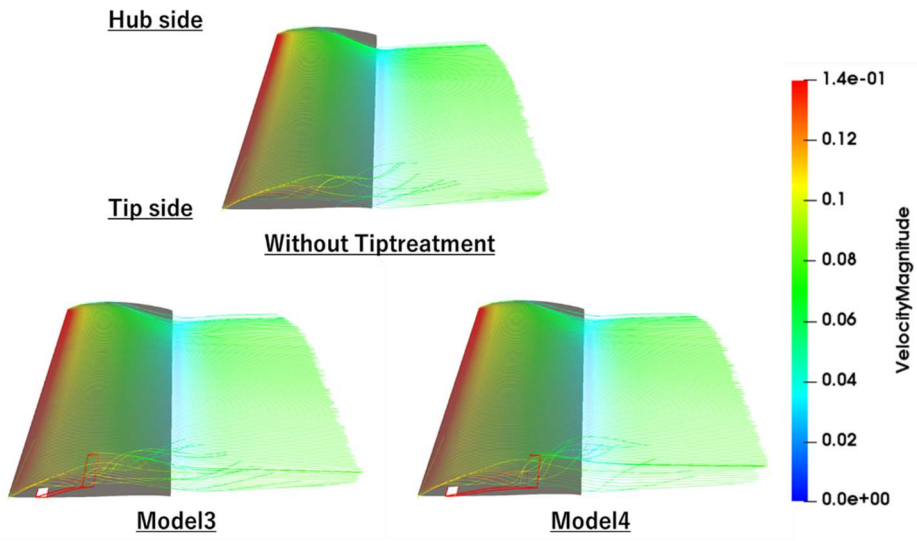


図 3-25 提案した溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 45 度）

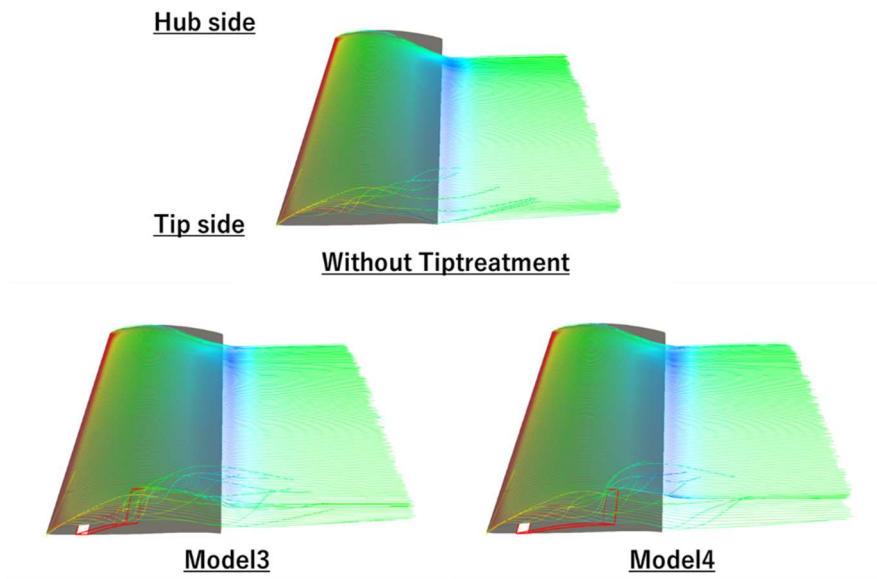


図 3-26 提案した溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 49 度）

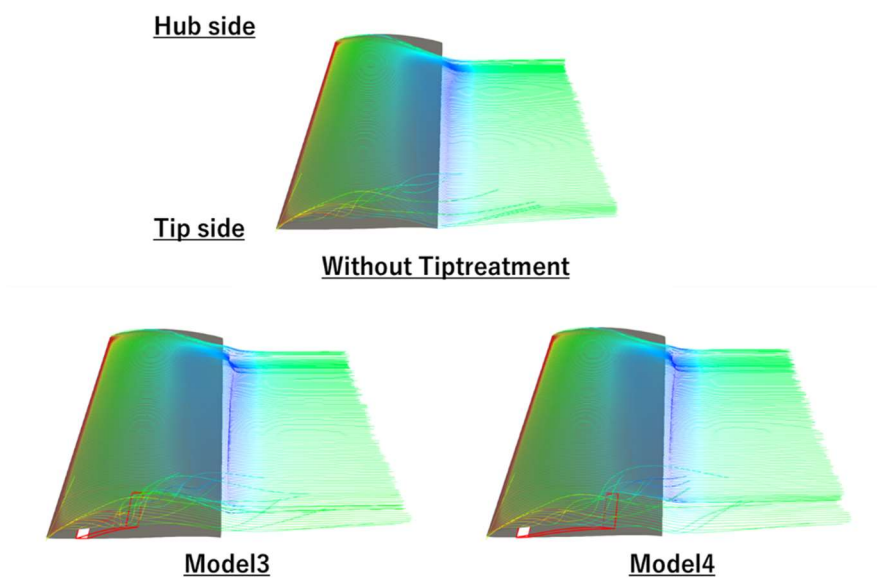


図 3-27 提案した溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 50 度）

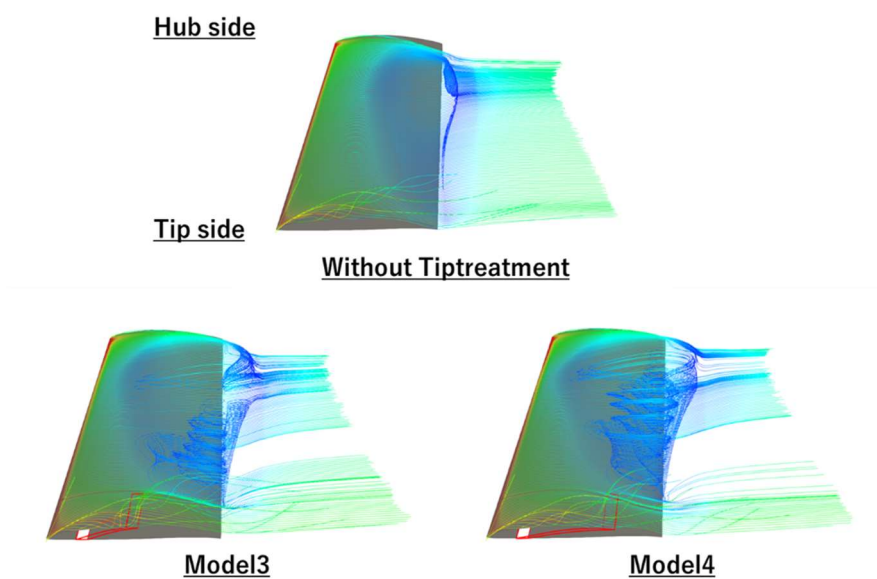


図 3-28 提案した溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 51 度）

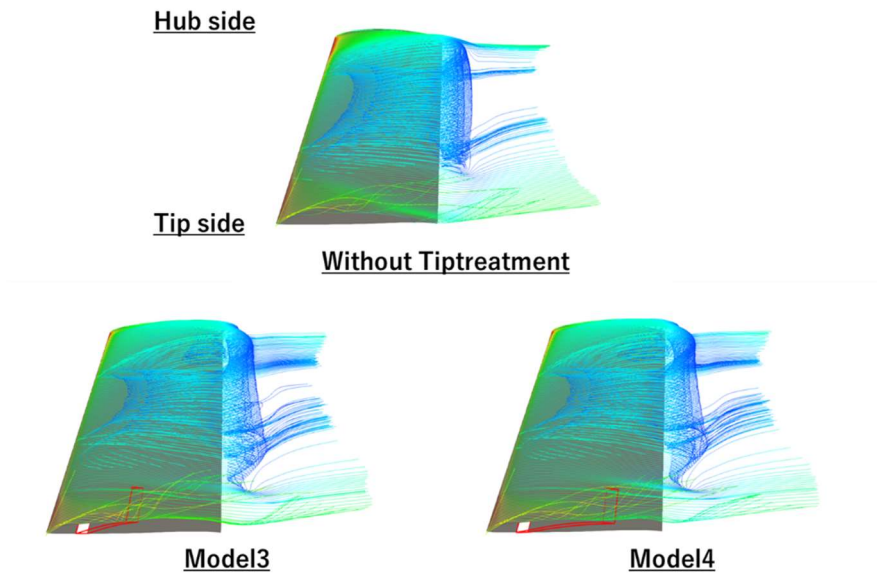


図 3-29 提案した溝による翼負圧面側の流線の変化（流入角 52 度）

図 3-30 に流入角 51 度における溝内部を翼の正圧面側から負圧面側に流れる流線を示す。溝を通った流体が翼に沿って流れているが、翼根方向に導くことができていないことがわかる。

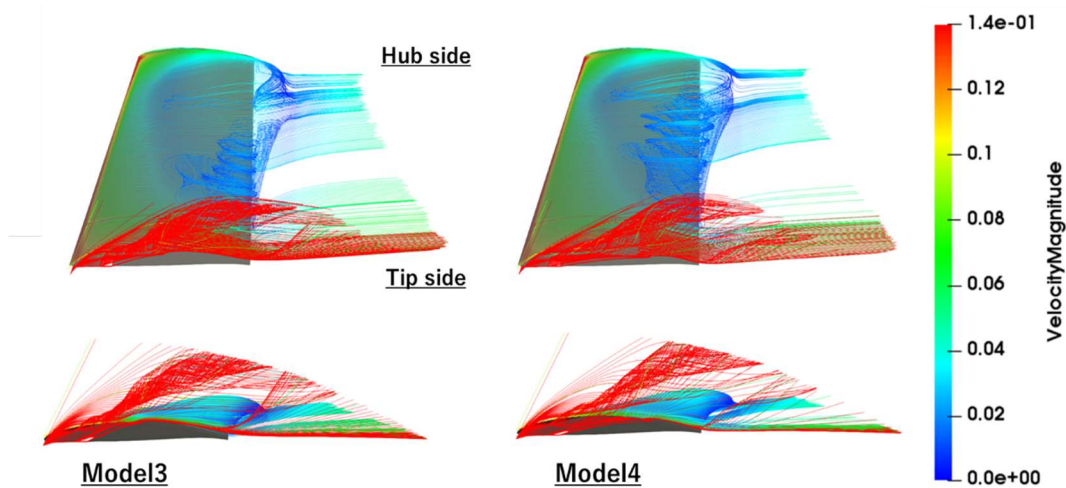


図 3-30 溝内部の流線（流入角 51 度）

図 3-31, 図 3-32 に流入角 51 度における提案した溝による翼周りの速度の z 方向成分の変化を示す。Model1,2 では溝の翼負圧面側で翼根側に向かう流れが確認できたが, Model3, 4 ではこの流れが見られない。

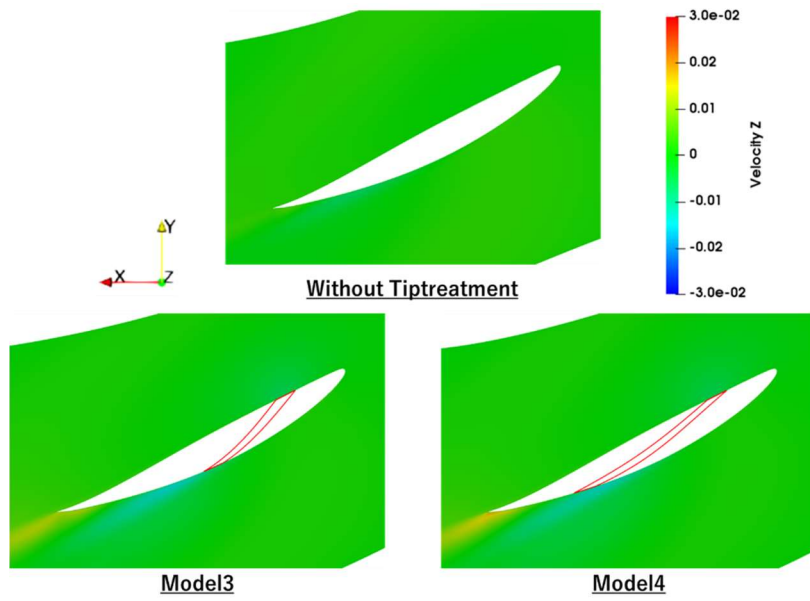


図 3-31 提案した溝による速度の z 方向成分の変化（翼端から 15 span 位置）

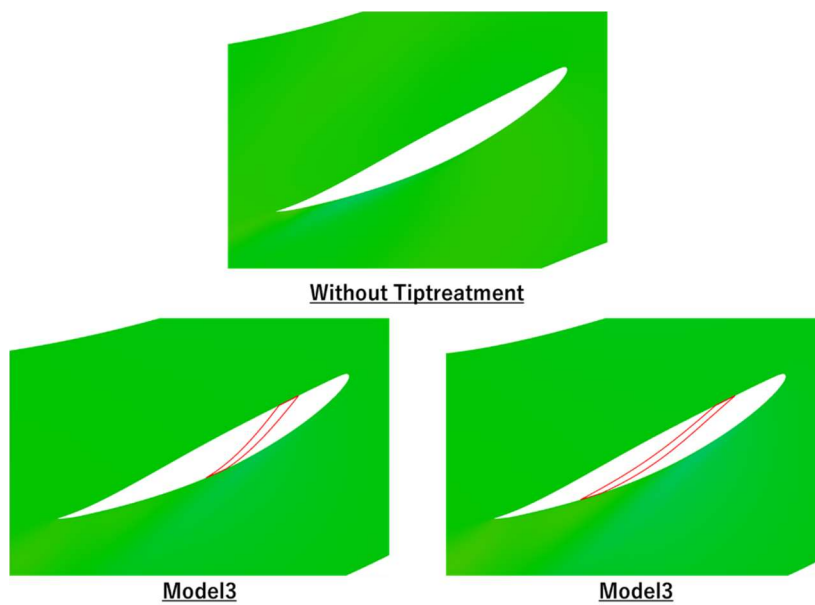


図 3-32 提案した溝による速度の z 方向成分の変化（翼端から 50% span 位置）

図 3-33 に提案した溝を施した翼の翼負圧面の圧力分布を示す。Model1, 2 では溝内で圧力が高くなる領域が生成されていたが、Model3, 4 では生成されないことがわかる。

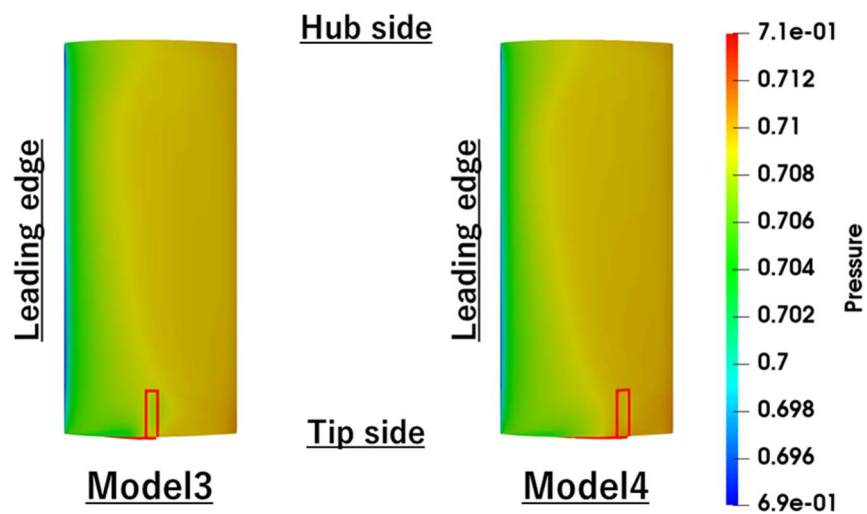


図 3-33 提案した溝を施した翼負圧面の圧力分布

図 3-34 に溝のスパン中央位置における，提案した溝を施した翼周りの圧力分布と速度分布，速度ベクトルを示す． Model1, 2 と比べて溝内と溝出口部分で流れの乱れる領域の生成を抑制することができ，また溝内でより流体が加速されていることが確認できる．さらに溝内を通った流体が翼に沿って流れていることが確認できる．しかし， Model1, 2 で見られた溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されないことがわかる．

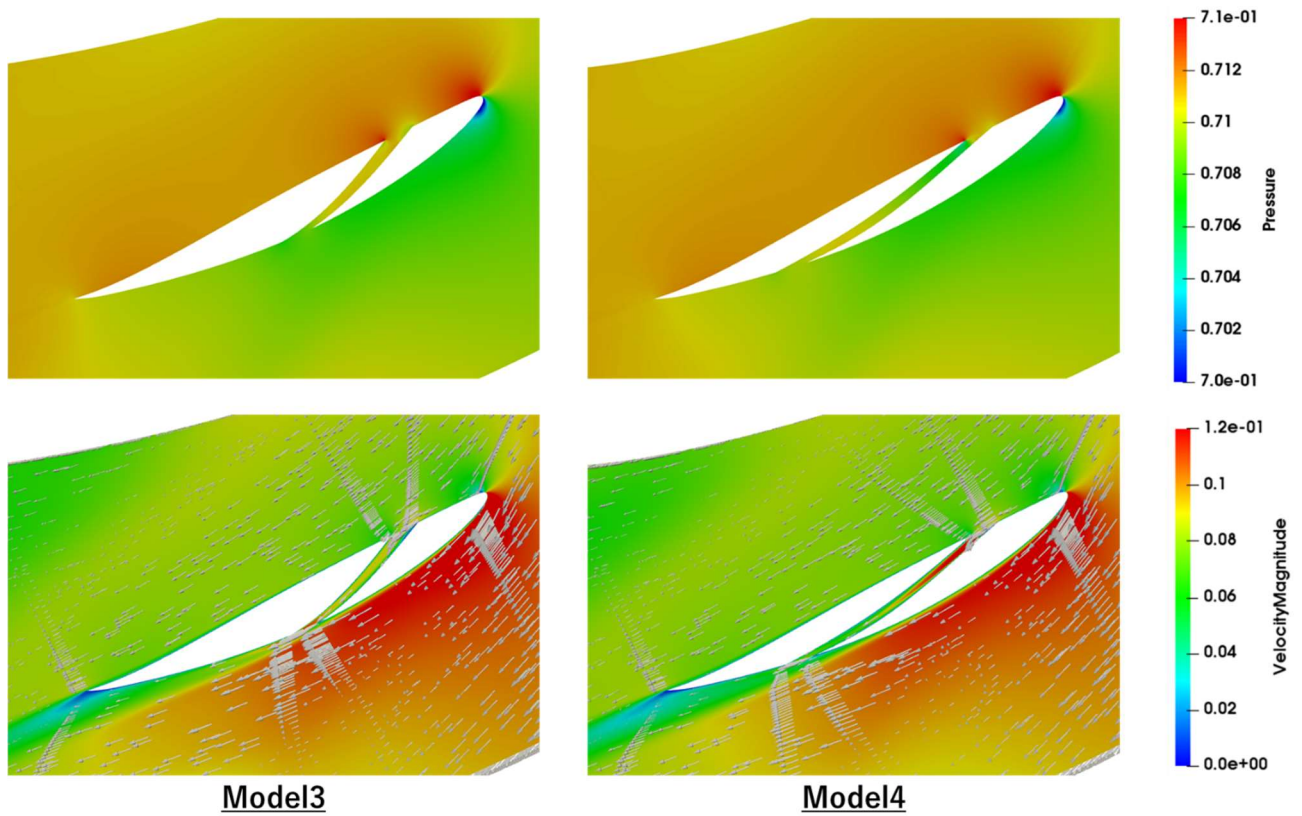


図 3-34 提案した溝を施した翼周りの流れ場

3.3.1.3 全圧損失の変化

図 3-35 に提案した溝による全圧損失の変化を示す。溝を施したモデルの方が全圧損失の値が小さくなっていることが確認できる。

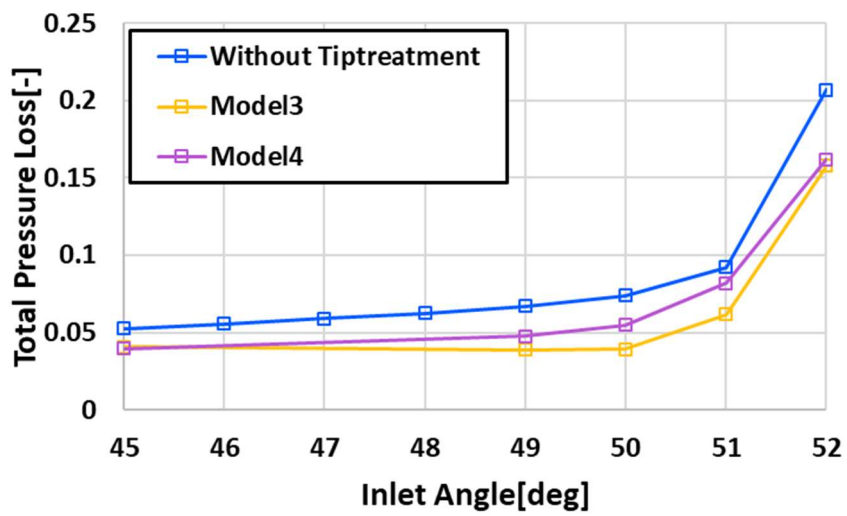


図 3-35 提案した溝による全圧損失の変化

3.3.2 考察

Model3, 4 による失速特性の変化について考察する。溝を施したモデルの方が翼全体で評価した失速特性において、流入角 50[deg]から 51[deg]にかけての揚力係数の減少の傾きが大きくなり失速特性の悪化傾向が見られた要因については、Model3, 4 では図 3-30 に示すように溝内を通った流体を翼根方向に導くことができず、図 3-28 に示すように翼端から離れた領域の剥離の成長が促進されたためであると考えられる。しかし、図 3-34 に示すように溝による流れの乱れを抑制し溝内を通った流体を主流方向に導けたことで、溝による揚力係数の減少を低減でき、また翼端付近の剥離の成長を抑制し翼端から 15% span 位置における失速特性の改善傾向につながったと考える。

Model3, 4 では溝内を通った流体を翼根方向に導くことができなかつた要因について考察する。図 3-33 に示すように Model3, 4 では溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されず、溝出口部分と翼根側との圧力差が Model1, 2 と比べて小さくなり、Model3 においては溝出口部分の方が翼根側よりも圧力が低くなるのがわかる。溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されず、溝出口部分と翼根側との圧力差を生成することができなかつたため、溝内を通った流体を翼根側に導くことができなかつたと考える。

Model3, 4 において溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されなかつた要因について考察する。Model1, 2 では溝内で剥離領域が生成され、この剥離領域に起因して溝出口部分で圧力が高くなるが、Model3, 4 では溝内の剥離領域の生成を抑制したことで、溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されなかつたと考える。

Model3, 4 により、全圧損失の改善傾向が見られたことについて考察する。図 3-34 に示すように溝による流れの乱れを抑制し、また溝内を通った流体を翼に沿って流すことができたことで翼端付近の剥離の成長を抑制し、主流の抵抗を低減できたことで全圧損失の改善につながったと考える。

3.4 新たな翼端溝形状の提案

以上より、図 3-36 に示すように Model3, 4 の形状で溝出口部分を前縁側に設置し、溝の入口から出口に向かって流路が拡大する溝を施せば、溝による流れの乱れを抑えつつ、溝内で流体を減速することで溝出口部分で圧力を高くすることができ、翼端溝によって全圧損失の低下を抑え失速特性の改善を実現できると考える。

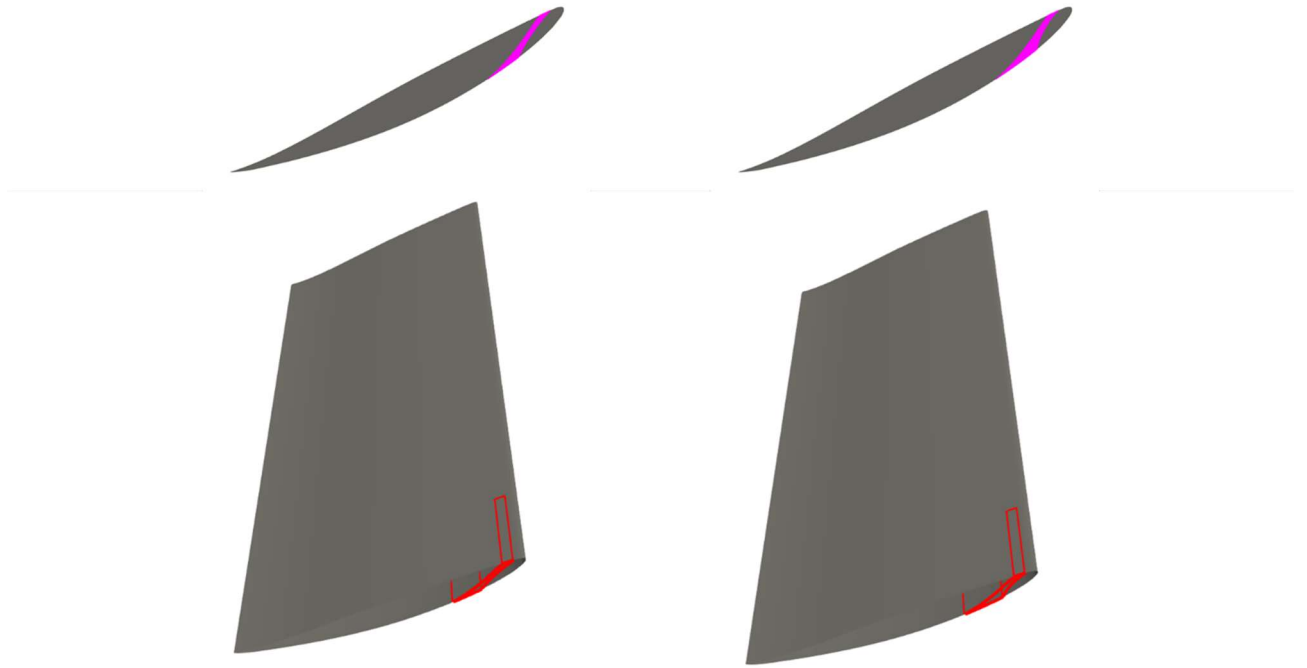


図 3-36 提案する翼端溝形状

第4章 結言

本研究では、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手法を提案することを目的に、直線翼列を対象とした数値計算により、翼端に加工した溝が圧縮機直線翼列の翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。

始めに、翼端に周方向溝を施し翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。その結果、溝を施したモデルの方が失速前の揚力係数は減少するが、前縁側に溝を施したモデルにおいて流入角 50 度から 51 度にかけての揚力係数の減少を抑制し、失速特性の改善傾向を確認できた。しかし、翼端付近の揚力係数は大幅に減少し、全圧損失は悪化した。流れ場の変化については、溝を施すことで溝付近の流れは乱れるが翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制でき、前縁側に施した溝の方がその効果が強く表れることがわかった。また溝内で剥離領域が生成され溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されることで、溝出口部分と翼根側との圧力差が生成されることが確認できた。溝内で生成される剥離領域に起因して溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成され、翼負圧面側では前縁側の方が圧力が低くなるため前縁側に施した溝の方が溝出口部分と翼根側との圧力差が大きくなり、この圧力差によって溝内を通った流体を翼根方向に導けたことで、前縁側に溝を施したモデルで翼端から離れた領域の剥離の成長をより抑制でき、失速特性の改善傾向につながったと考察した。

次に、翼端に周方向溝を施すと翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制できるが溝付近で流れが乱れることがわかったので、溝による流れの乱れを抑制することを目的とした溝を提案し翼列性能と流れ場に及ぼす影響を調査した。その結果、溝による流れの乱れを抑制できたことで、揚力係数の減少を低減し翼端付近では失速特性の改善傾向を確認できたが、翼端から離れた領域では失速特性が悪化し、翼全体で評価すると失速特性が悪化した。しかし、溝を通った流体を翼に沿って流すことができたことで翼端付近の剥離の成長を抑制し、全圧損失は改善した。流れ場の変化については、溝を施すことで翼端付近の剥離の成長を抑制できるが、翼端から離れた領域では剥離の成長が促進された。また溝による流れの乱れを抑制したことで溝内の剥離領域の生成を抑制することができたが、溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されなかった。溝による流れの乱れを抑制したことで溝内で剥離領域が生成されず、溝内の剥離領域に起因して生成される溝出口部分で圧力が高くなる領域が生成されなかったことで、溝出口部分と翼根側との圧力差を生成できず、溝内を通った流体を翼根方向に導くことができなかつたと考えた。それによって翼端から離れた領域の剥離の成長を促進し、失速特性の悪化につながったと考察した。

以上より、直線翼列において翼端溝により失速特性の改善を実現するためには、溝出口部分で圧力の高くなる領域を生成し、溝出口部分と翼根側との圧力差を大きくすることで、溝内を通った流体を翼根方向に導き、翼端から離れた領域の剥離の成長を抑制する必要があると考える。Modell, 2 では溝内で剥離領域が生成され、この剥離領域に起因して溝出口部分で圧力を高くできたが、剥離領域が主流の抵抗となり揚力係数の減少や全圧損失の悪化

につながった。翼端溝による流れの乱れを抑えつつ溝出口部分で圧力が高くなる領域を生成することができれば、全圧損失の低下を抑え失速特性の改善を実現できると考える。また本研究は直線翼列を対象としているため流入角がスパン方向に一様であるが、実際の軸流圧縮機は環状翼列であるため、周速が回転軸から離れるに伴い大きくなり、ハブ側よりも翼端側の方が流入角が大きくなる。このことで生じる直線翼列と環状翼列の失速特性の違いを調査し、直線翼列の結果が環状翼列でも適応可能かどうか調査する必要がある。

参考文献

- (1) 酒井祐輔他, “航空エンジンの高性能化に向けた要素技術の開発”, 川崎重工技報, No179, 2018.
- (2) 伊志嶺朝史, “圧縮機翼列の翼端漏れ流れ制御による失速特性改善”, 高知工科大学, 修士学位論文, 2019.
- (3) 岡優介, “可動壁を用いた直線翼列翼端漏れ流れの計測と解析”, 高知工科大学, 修士学位論文, 2020.
- (4) “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～”, (公財) 航空機国際共同開発促進基金, 2015.
- (5) 山本誠他, “ガスタービン工学”, 日本ガスタービン学会, 2013.
- (6) 山口信行, “ケーシングトリートメント”, ターボ機械, Vol.12, No.9, 1984, pp.558-567.
- (7) 高木亮治, “複雑形状まわりの流れの数値解析手法の開発”, 宇宙航空技術研究所報告, No.1375, 1998.
- (8) 山本一臣他, “CFD 共通基盤プログラム UPACS の開発”, 第 14 回数値流体力学シンポジウム, D02-1, 2000.
- (9) UPACS 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) 吉澤徹, 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.
- (11) P. R. Spalart, and S. R. Allmaras., “A one-equation turbulence model for aerodynamic flows”, La Recherche Aerospatiale, 1994.
- (12) Versteeg, H.K, and Malalasekera, W, “An Introduction to Computational Fluid Dynamics”, pp.94-95.
- (13) CFD Online, “Turbulence free-stream boundary condition”, https://www.cfd-online.com/Wiki/Turbulence_free-stream_boundary_conditions, 2014-01-15. (参照 2022-07-25)
- (14) CFD Online, “Turbulence intensity”, https://www.cfd-online.com/Wiki/Turbulence_intensity, 2022-07-23. (参照 2022-07-25)
- (15) CFD Online, “Turbulence length scale”, https://www.cfd-online.com/Wiki/Turbulent_length_scale, 2012-06-15. (参照 2022-07-25)
- (16) L. Joseph Herrig, James C. Emery, and John R. Erwin, “Two-Dimensional Cascade Tests of NACA65-Series Compressor Blades at Low Speeds”, National Advisory Committee for Aeronautics, 1951.
- (17) 金子雅直, “Groove 型ケーシングトリートメントが圧縮機直線翼列内の翼端漏れ流れの挙動に及ぼす影響”, Vol48, No.6, 2019, pp.17-24.
- (18) Juan,D., Jichao,L., Lipeng,G., Feng,L., and Jingyi,C., “The Impact of Casing Grooves Location

- on Stall Margin and Tip Clearance Flow in a Low-Speed Axial Compressor”, ASME J Turbomach., Vol.138, No.12, 2016, p.121007.
- (19)嶋英志, “構造/非構造格子 CFD のための簡単な陰解法”, 第 29 回流体力学講演会論文集, 1997, pp.325-328.
- (20)鳩ぼっぼ, “粘性係数と動粘性係数”, <https://pigeon-poppo.com/dynamic-and-kinematic-viscosity/>, 2018-04-07. (参照 2022-07-04)
- (21)Science. Tools, “y+から壁面距離を計算する”, <https://cattech-lab.com/science-tools/yplus-wall-distance/>, 2021-02-24.(参照 2022-08-23)
- (22)HEXAGON, “もっと知りたい！熱流体解析の基礎 22 第 3 章 流れ : 3.5.2 境界層”, <https://www.cradle.co.jp/media/column/a182>, 2019-04-23.(参照 2022-08-23)
- (23)HEXAGON, “もっと知りたい！熱流体解析の基礎 71 第 7 章乱流計算”, <https://www.cradle.co.jp/media/column/a430>, 2019-12-17.(参照 2022-06-17)
- (24)藤田英雄, 高田浩之, “軸流圧縮機のケーシングトリートメント形状に関する研究”, 日本機械学会論文集 (B 編), Vol.49, No.448, 1983, pp.2945-2953.
- (25)谷一郎他, “流体力学実験法”, 岩波書店, 1980, pp.223-224.

謝辞

本研究を行うにあたり，高知工科大学教授，野崎理先生には本研究実施の機会を与えていただき，その遂行にあたってご指導いただいた．ここに深く感謝の意を表す．また，有益な助言をいただいた同期の高島涼太郎君，濱崎大輝君，同大学講師の荻野要介氏，翼列班の横山貴大君及び航空エンジン超音速流研究室の皆様に感謝の意を表す．JAXA で開発中の UPACS を使用させていただき，JAXA 賀澤順一氏と山本一臣氏には貴重なご助言をいただいた．ここに深く感謝の意を表す．最後に経済的な支援をいただいた両親，祖父母に深く感謝の意を表す．