

タービン翼の伝熱特性に関する研究

2015年2月13日

岩手大学大学院 博士課程後期 工学研究科
機械・社会環境システム工学専攻 機械システム工学系

筋 雅英

目次

第1章 緒言

第2章 タービン翼の翼外面における伝熱特性の研究

- 2.1 実験装置
- 2.2 計測方法
 - 2.2.1 熱伝達率計測方法
 - 2.2.2 翼面静圧計測方法
- 2.3 解析方法
 - 2.3.1 解析格子
 - 2.3.2 LES 解析方法
 - 2.3.4 RANS 解析方法
- 2.4 実験および LES 解析結果と考察
- 2.5 RANS 解析結果と考察

第3章 タービン翼の内部冷却流路における伝熱特性の研究

- 3.1 実験装置
 - 3.1.1 実験装置
 - 3.1.2 供試部
- 3.2 計測方法
 - 3.2.1 熱伝達計測方法
 - 3.2.2 感温液晶法
 - 3.2.3 感温液晶計測データ処理方法
 - 3.2.4 計測システム
- 3.3 実験結果と考察
 - 3.3.1 実験条件
 - 3.3.2 評価方法
 - 3.3.3 熱伝達分布
 - 3.3.4 静圧計測
- 3.4 数値解析
 - 3.4.1 解析格子
 - 3.4.2 解析手法
 - 3.4.3 解析結果

第4章 結言

参考文献

第1章 諸言

限りあるエネルギーの有効活用や地球環境の保全の為には、各種エネルギー機器に対する高効率化や環境性能の向上に対する要求はますます高まるばかりである。例えばガスタービンの効率向上にはタービン翼入口ガス温度を上昇させる必要があるため、このような高温環境で使用されるタービン翼は材料を耐熱温度に変更するだけでは対応できず、内部から空気で冷却する内部冷却構造を持った冷却翼となっているが、現状タービン翼のメタル温度は、タービン材料のクリープ強度や酸化特性を考慮した耐熱温度にほぼ近づきつつある。

そのため、今後のガスタービン効率の更なる向上には、燃焼ガスからタービン翼への正確な入熱量の予測とタービン翼内部の複雑な冷却構造の伝熱特性の把握が必要である。

タービン翼周りの燃焼ガスの流れは翼形状に応じた加速または減速流れとなり、翼面位置のわずかな違いが熱伝達率に大きく影響する複雑な現象である。⁽¹⁾

そのため、翼外面の複雑な伝熱現象を把握するために、翼列試験による熱伝達率の計測⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾が行われている。また、翼列試験による熱伝達率の計測と、その計測結果を対象にRANSによるCFD解析を行うことにより翼外面熱伝達を求め比較している研究⁽⁵⁾や数種類のRANSモデルを使った翼外面のCFD解析結果と実験値との比較を検討した研究⁽⁶⁾があるが、翼外面の加・減速のある流れ場における境界層の層流から乱流への遷移を精度良く予測するのが困難なため、熱伝達率の予測精度は必ずしも高いとはいえない。

近年、計算機環境の向上により、境界層を含む壁面近傍の流れ場の非定常な状態を精度良く解析することが出来るLES解析の翼外面流れへの適用が試みられており、低圧タービン翼の損失を実験値と比較した研究⁽⁷⁾⁽⁸⁾やタービンガイドベーン（静翼）を対象としたLES解析と実験値との比較に関する報告例⁽⁹⁾があるが、内部に冷却構造を持つ翼厚の大きなタービン動翼に対し、翼断面形状の違いによる、翼周りの速度分布の差異が翼面熱伝達率の変化へ与える影響については十分検討はされていない状況である。

そのため本研究では、流入角度と流出角度が等しい2種類の2次元翼列モデルにより翼面熱伝達率と翼面静圧の計測を実施すると共に、翼面熱伝達率の高精度な予測に必要な翼面境界層の遷移や渦構造の時間的な変化を捉えるためにLES解析を実施する事により翼面境界層の挙動が熱伝達率に与える影響について検討した。

さらに、タービン翼開発で高頻度実施される翼外面熱伝達率のCFD予測という観点から、より解析時間を短縮する事が可能な定常RANS解析における3種類の乱流モデルについて、その予測精度の違いについて検討した。

また、タービン翼内部の冷却流路は熱伝達率の向上を目的にリブなどの乱流促進体を備えた複雑な構造となっており、この流路を流れる空気は乱流促進体による乱れの増加や流路

の折り返し部分で発生する偏流の影響を受けた複雑な流れとなり、流路内部の熱伝達率も複雑な分布となる。

この複雑な冷却流路内部の伝熱特性を明らかにするために、これまでに種々の研究が実施されており、例えばHanらはリブと伴う壁面の熱伝達と圧力損失をレイノルズ数の研究⁽¹⁰⁾をはじめ、リブの取り付け角度による影響についても研究を行っている⁽¹¹⁾。Chandra⁽¹²⁾らの研究では、矩形流路のリブを取り付ける面を1から4面までで熱伝達率と圧力損失を調査しているが、取り付け面を増加させても熱伝達率が上昇するとは限らず、圧力損失の増大を招くことが報告されている。

また、本研究でも採用した物体表面温度の非定常計測により熱伝達率を推定する過渡応答法を用い、内部流路の熱伝達率分布計測を行う手法は、物体表面温度は感温液晶を用いて計測しており、これは液晶の塗布・発色の計測が可能であれば温度変化を取得可能である。そのため複雑な表面形状を有するタービン翼内部流路の熱伝達計測に利用されており、直線流路、曲がり流路、サーペンタイン流路などのモデルによる研究が行われている⁽¹³⁾、⁽¹⁴⁾、⁽¹⁵⁾が、実機タービン翼の内部冷却流路として頻繁に使用されるリブ付き冷却流路の折り返し部での流れの挙動とそれによる冷却流路壁面での熱伝達率分布の関係は必ずしも明らかになっていない。

そのため本研究ではリブ付き冷却流路の折り返し部での伝熱特性を明らかにするため、この部分の形状を単純化した試験モデルにより流路壁面の熱伝達率分布を短時間に精度良く計測可能な感温液晶を用いた過渡応答法による熱伝達率分布の計測を実施するとともにRANS解析による流路内部の流れ挙動の把握および2種類のRANSモデルによる熱伝達率予測精度の違いにつき検討した。

なお、実験・解析とも冷却流路の折り返し部に流れの偏流を防止するガイドベーンが有る場合と無い場合の2つのモデルを対象に実施し、その効果についても検討した。

本研究では上記のタービン翼の翼外面および内部冷却流路における伝熱特性の研究を実施することにより、タービン翼の冷却性能予測技術の向上を図り、今後のガスタービンエンジンの効率向上に寄与する事を目的とする。

第2章 タービン翼の翼外面における伝熱特性の研究

2.1 実験装置

翼外面の熱伝達率および翼面静圧分布を計測するために、吸い込み式の2次元風洞に供試翼を設置し実験を実施した。図2.1.1の実験装置の概略図に示す様に、主流の全圧 P_0 、全温 T_0 、主流乱れ度と壁面静圧 P_s は翼列の上流に設置した全圧管、全温管、熱線プローブおよび壁面静圧孔により計測した。

本研究では、翼形状の違いによる翼面の熱伝達率の変化の様子を把握するために、ガスタービンの1段動翼の中央断面形状を採用した2種類の2次元モデル翼による計測を実施した。その翼形状および翼面の静圧、温度の計測箇所を図2に示す。

Type1とType2の翼モデルは、どちらもコード長 C は79mmで流入角、流出角および負荷も同じであるが、ガスタービン作動状態の違いに伴うガス流入角度の変化に対する空力性能変化の低減を目的にType1の前縁半径(4.78mm)はType2の前縁半径(3.3mm)より大きくなっている。

試験装置に設置した4枚のモデル翼の中でダクト壁面に近い2枚の翼は流路壁面を形成するダミー翼とし、中央に設置した2枚の翼を計測翼とした。モデル翼は熱伝達率計測に必要な断熱性と風洞内部の気流による力に耐えられる強度を持ち、かつ、熱伝導率が低い素材であるアクリルによって製作した。なお、アクリルの熱伝導率 λ は $0.19\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ である。

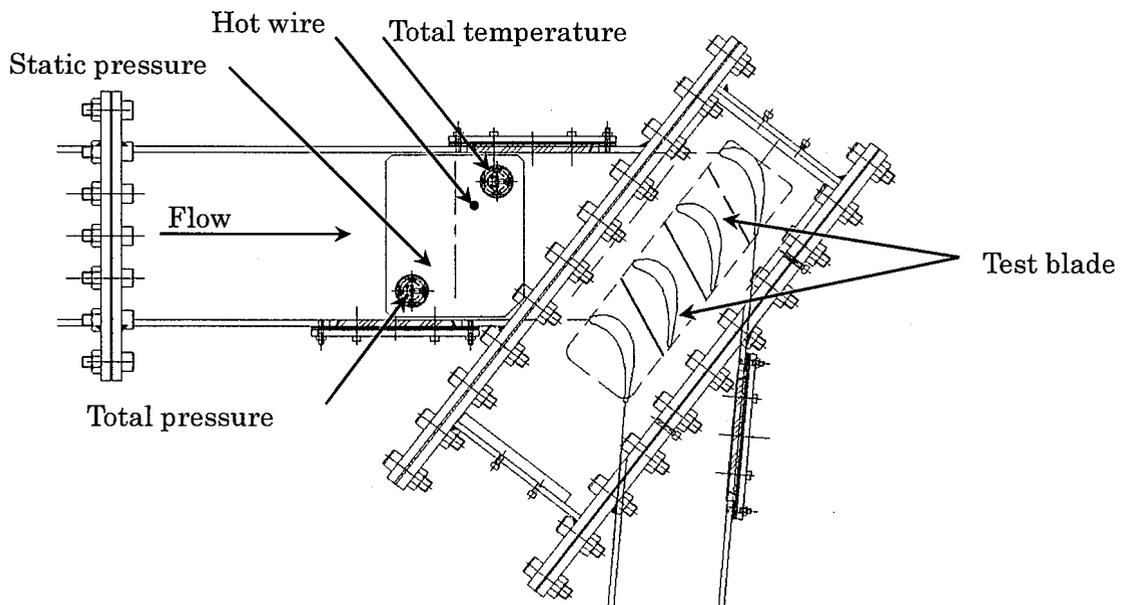


Fig.2.1.1 Schematic of test section

2.2 計測方法

2.2.1 熱伝達率計測方法

熱伝達率計測では図 2.2.1 に示すように、モデル翼の全面を厚さ 15 μm の箔状のニクロムヒータで覆い直流電流を流すことにより加熱し、モデル翼の外面を等熱流束条件として、翼面の熱伝達率 h は以下の式 (2.2.1) により求めた。

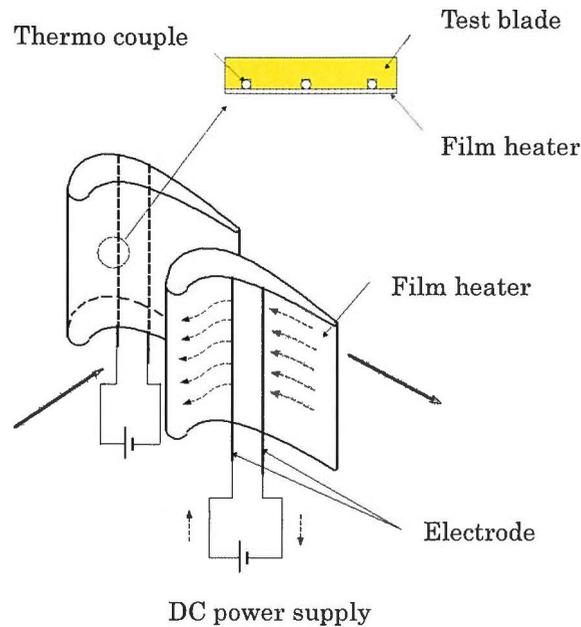


Fig.2.2.1 Test blades for heat transfer experiment

$$h = \frac{q - q_{loss}}{T_w - T_0} \quad (2.2.1)$$

翼面の温度は図 2.2.1 に示すよう箔状のニクロムヒータの裏面に設置した T 型熱電対 (素線径 0.2mm, クラス 1, 精度 $\pm 0.5^\circ\text{C}$) により計測し、ヒータの加熱量 q は直流電流値とヒータの抵抗から求めた。

熱量の損失 q_{loss} は熱伝導によりヒータからモデル翼へ熱が伝わり、計測部以外の部分から自然対流により放熱される量とヒータ表面から放射で放熱される量がある。熱伝導による放熱量と放射による放熱量は計測中の翼各部の温度計測結果と FEM による熱伝導解析結果から計算し、それぞれ加熱量の 0.3%, 2.1% であり、熱伝達率の計測誤差は $\pm 4.4\%$ である。

2.2.2 翼面静圧計測方法

翼面の静圧計測は図2.2.2に示すように熱伝達率の計測位置と同じ位置の翼モデル表面の計測点に設けた直径0.2mmの静圧孔から翼下部まで外径1.6mmの銅製チューブを用いて圧力を導き、圧力計（コスモ精器製 DP-330, 精度 $\pm 0.3\%$ FS）で計測した。

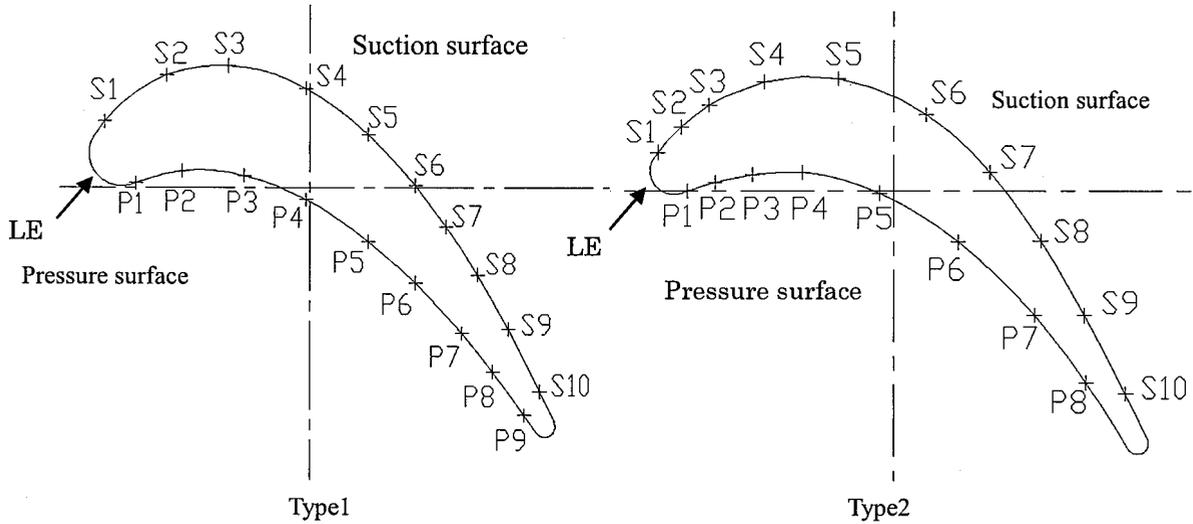


Fig.2.2.2 Blade shapes and measurement points of temperature and static pressure

また、データの整理では計測した翼面静圧 P_s を翼列入口全圧 $P_{0,inlet}$ で除し無次元化した $P_s/P_{0,inlet}$ の値を用いた。

なお、実験は表 2.2.1 に示す 3 種類の入口 Mach 数の条件で実施した。

Table 2.2.1 Experimental conditions

Inlet Mach Number	<i>Re</i> Number	Inlet Turbulent Intensity
0.21	3.63×10^5	0.9%
0.26	4.50×10^5	1%
0.31	5.36×10^5	1%

2.3 解析方法

2.3.1 解析格子

解析モデルは Type1, Type2 とともに図 2.3.1 に示す様にモデル化し、入口部で全圧および乱れ度、出口部で静圧、翼面には発熱量を与え、それ以外の境界面に対しては図 2.3.2 に示すようにそれぞれ周期境界条件を与えた。

また、格子分割が翼面熱伝達率の解析結果へ与える影響を確認するために、Type1 翼モデルを対象に境界層内部の状態を解像するために必要な格子密度が検討できるように、翼面から主流側高さ方向の格子分割数を変えた3種の解析モデルを作成し LES解析を実施しその結果を比較した。それぞれの解析格子の分割方法を表2に示す。なお、Case1~3の全ての解析モデルで翼面最近傍の格子幅は y^+ の0.7以下となっている。

図2.3.3に示すように、3種類の解析モデルの熱伝達率の解析結果の時間平均値と実験値を比較した結果、3種類の格子密度の異なる解析モデルによる解析結果は定性的に同じであり、かつ定量的な違いはわずかであったので、解析時間を考慮し以下の検討はType1, Type2ともCase1の解析モデルを使用した。

なお、乱流境界層で発生する主流流れ方向に回転軸を持つ縦渦の平均間隔は壁座標値に換算して100~140であることが知られているので⁽¹⁶⁾、解析モデルのスパン方向のサイズは解析領域内に5個程度の縦渦が捕らえられるサイズ(6mm)とし、格子幅は、縦渦の平均間隔より十分小さい値(壁座標値換算で7)に設定し、縦渦の挙動を把握出来る様にした。

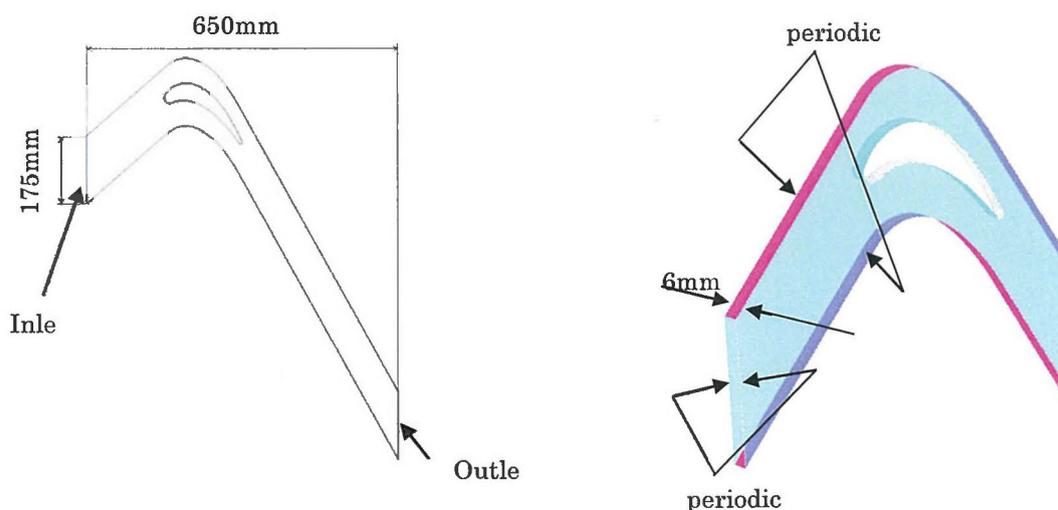


Fig.2.3.1 Analysis model

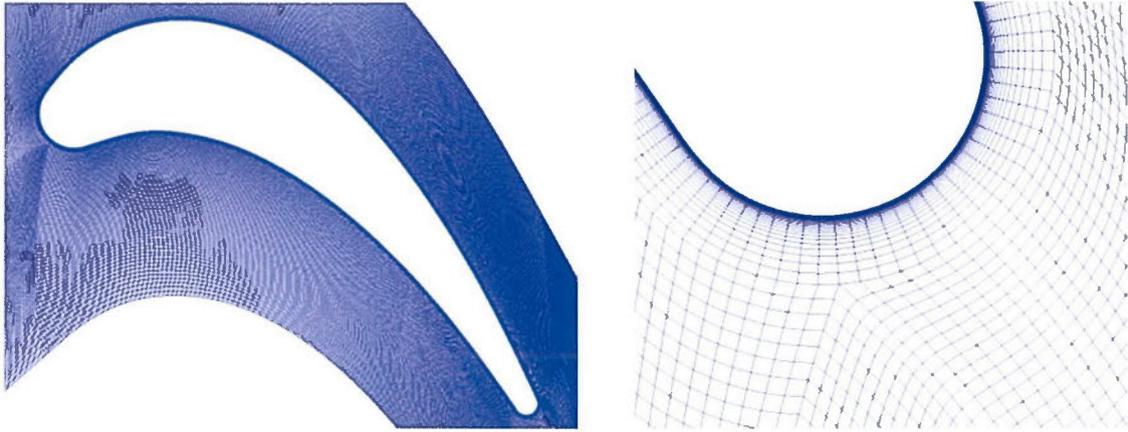


Fig.2.3.2 Analysis mesh

Table 2.3.1 Analysis mesh information

	Case1	Case2	Case3
1 st layer height	2.5 μ m	2.5 μ m	2.0 μ m
Mesh growth rate	NO.2~10 layer:1.05	NO.2~26 layer:1.05	NO.2~28 layer:1.05
	NO.11~30 layer:1.2	NO.27~46 layer:1.1	NO.29~49 layer:1.1
Total mesh size	13.1M nodes	14.3M nodes	14.6M nodes

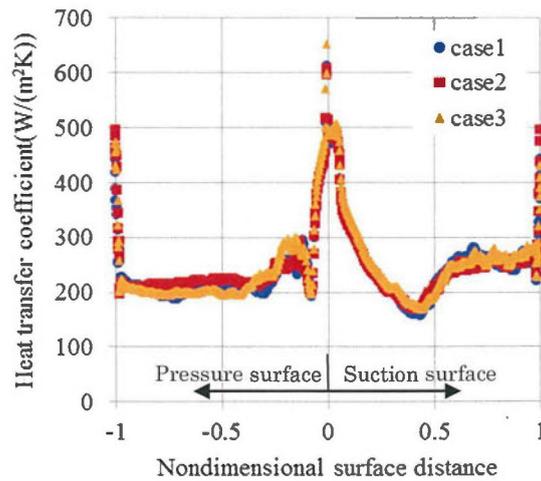


Fig.2.3.3 Effect of mesh resolution on Heat transfer coefficient distribution with LES

2.3.2 LES 解析方法

解析はANSYS FLUENT14.0⁽¹⁷⁾を使用し、解析方法としてはLES解析のSGSモデルの一種であり、Smagorinskyモデルと同様に代数的に乱流粘性を算出するが、壁面付近での乱流粘性の減衰をより精度良く表現するための定式化がなされており、層流の箇所で乱流粘性を抑制するようになっているので、特に層流から乱流への遷移を伴う流れにおいても精度良い解析が可能であるWALE(Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity) モデル⁽¹⁷⁾を使用した。

なお、入口乱流パラメータの設定項目は乱れ強度 I および等価水力直径 D_h とし、それぞれ実験時の乱れ強度 ($I=0.9\%$) および実験装置入口ダクト部の等価水力直径 ($D_h=86.6\text{mm}$) を与えた。FLUENTの内部では I と D_h から式(2.3.1), (2.3.2), (2.3.3), (2.3.4)によりそれぞれ乱流運動エネルギー k , 乱流の長さスケール ℓ , 乱流運動エネルギーの散逸率 ε と乱流の時間スケール τ を計算する。

$$k = \frac{3}{2} (u_{avg} I)^2 \quad (2.3.1)$$

$$\ell = 0.07 D_h \quad (2.3.2)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{\ell} \quad (2.3.3)$$

$$\tau = \frac{k}{\varepsilon} \quad (2.3.4)$$

解析における入口の変動速度成分の計算には、この乱流の長さスケール ℓ と時間スケール τ を用いて速度ベクトル場をフーリエ調和成分の和から合成し入口の変動速度成分を計算するスペクトルシンセサイザー法⁽¹⁸⁾を使用した。

この方法では変動速度ベクトル場 $v_i(\bar{x}, t)$ は式(2.3.5)~(2.3.7)により計算される。

$$v_i(\bar{x}, t) = \sqrt{\frac{2}{N}} \sum_{n=1}^N [p_i^n \cos(\tilde{k}_j^n \tilde{x}_j + \omega_n \tilde{t}) + q_i^n \sin(\tilde{k}_j^n \tilde{x}_j + \omega_n \tilde{t})] \quad (2.3.5)$$

$$\tilde{x}_j = \frac{x_j}{\ell}, \quad \tilde{t} = \frac{t}{\tau}, \quad c = \frac{\ell}{\tau}, \quad \tilde{k}_j^n = k_j^n \frac{c}{c(j)} \quad (2.3.6)$$

$$p_i^n = \varepsilon_{ijm} \zeta_i^n k_m^n, \quad q_i^n = \varepsilon_{ijm} \xi_i^n k_m^n \quad (2.3.7)$$

$$\zeta_i^n, \xi_i^n, \omega_n \in N(0,1), \quad k_i^n \in N(0.1/2)$$

ここで ε_{ijm} はベクトル積演算子で使用される置換テンソル、 $N(M, \sigma)$ は平均値が M , 分散が σ の正規分布であり ω_n, k_i^n は式(2.3.8)で与えられるモデル化された乱流エネルギースペクトル $E(k)$ の周波数と波数である。

$$E(k) = 16 \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} k^4 \exp(-2k^2) \quad (2.3.8)$$

また、解析では運動方程式およびエネルギー方程式の差分には中心差分、時間進行

は2次の陰解法を用い、時間刻みは 5×10^{-7} sec.一定で解析を実施した。

2.3.4 RANS 解析方法

解析はLES解析と同様にANSYS FLUENT14.0を使用し、RANSの解析モデルとしては乱流粘性を計算する際、物理的、数学的な矛盾が生じないようにモデル化されており、比較的精度が良く安定に計算可能な乱流モデルであるRealizable $k-\epsilon$ ⁽²⁰⁾、乱流運動エネルギー k 、比散逸率 ω 、層流運動エネルギー k_l の輸送方程式により層流から乱流への遷移を予測するTransition $k-k_l-\omega$ ⁽²¹⁾と乱流運動エネルギー k 、比散逸率 ω 、間欠度 γ と運動量厚さレイノルズ数 Re_θ の輸送方程式により層流から乱流への遷移を予測するTransition SST⁽²²⁾の3種類の乱流モデルを用い定常解析を実施した。

なお、Realizable $k-\epsilon$ では境界層の中を十分に解像できる解析格子を使用できる低 Re 数型のモデルを使用した。また、Transition $k-k_l-\omega$ とTransition SSTについても境界層の中を十分解像する解析格子を使用する必要があるため、全てのRANS解析ではLES解析で用いたCase1と同等の格子密度を持つ3次元解析モデルを使用した。

解析はType1とType2の翼モデルを対象に入口Mach数0.21の条件で解析を実施し、境界条件はLES解析と同様に入口部で全圧および乱れ度、出口部で静圧、翼面には発熱量を与え、それ以外の境界面に対してはそれぞれ周期境界条件を与えた。

なお、全てのRANSモデルを使用した解析では、LES解析と同様に入口乱流パラメータとして乱れ強度 I と等価水力直径 D_h を与え、FLUENT内部で乱流運動エネルギー k 、乱流の長さスケール ℓ と乱流運動エネルギーの散逸率 ϵ を計算した。Transition $k-k_l-\omega$ では、それ以外の入口乱流パラメータとして比散逸率 ω と層流運動エネルギー k_l が必要であり ω はFLUENT内部で式(2.3.9)により計算し、 k_l は0と設定して解析を実施した。

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} \ell} \quad (2.3.9)$$

また、Transition SSTの入口乱流パラメータとして必要な遷移レイノルズ数 $Re_{\theta t}$ と間欠度 γ については、 $Re_{\theta t}$ はFLUENT内部で乱れ強度 I の関数として与えられる実験式⁽²¹⁾により計算し、 γ は1と設定して解析を実施した。

2.4 実験および LES 解析結果と考察

Type1 と Type2 の翼モデルの翼面無次元静圧 $P_s/P_{0,Inlet}$ 分布と Mach 数分布の計測結果を図 2.4.1~4 に示し、入口 Mach 数 0.21 条件の LES 解析結果と実験値を比較した結果を図 2.4.5、図 2.4.6 に示す。

なお、これらのグラフの横軸は翼入口先端部 LE を原点とし負圧面を正、圧力面を負とした無次元翼面距離とした。

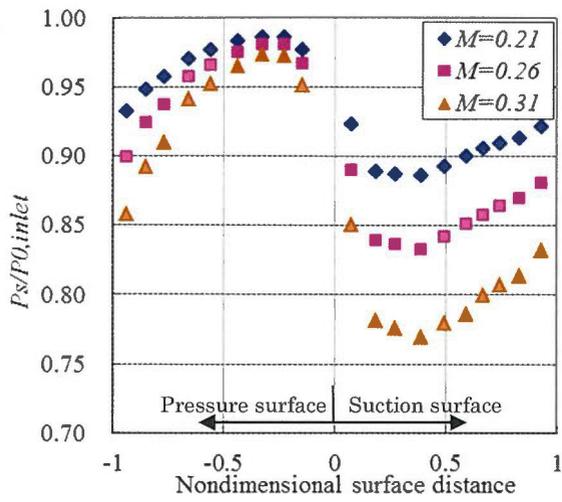


Fig.2.4.1 $P_s/P_{0,inlet}$ distribution (Type1)

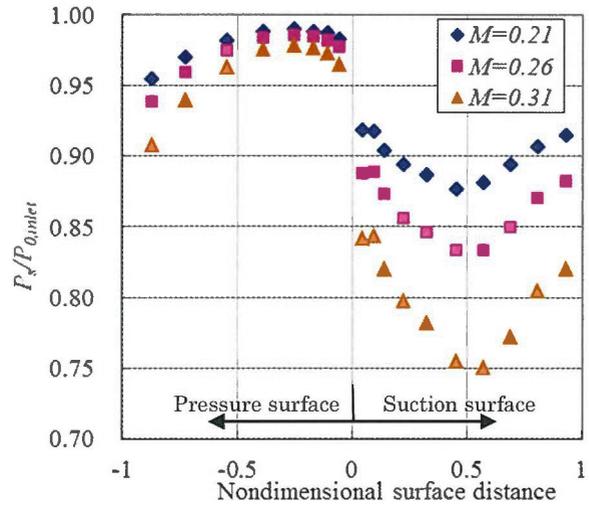


Fig.2.4.2 $P_s/P_{0,inlet}$ distribution (Type2)

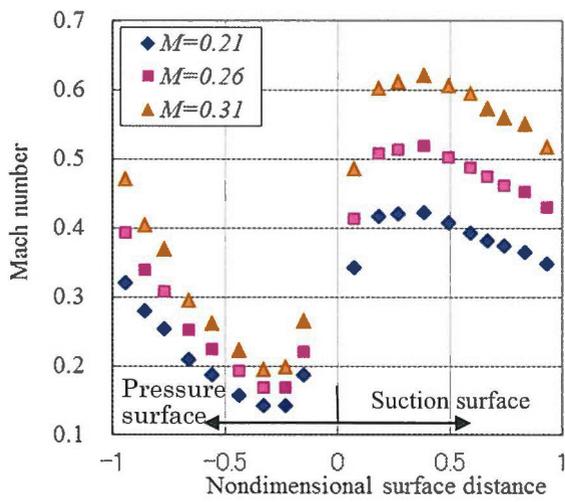


Fig.2.4.3 Mach number distribution (Type1)

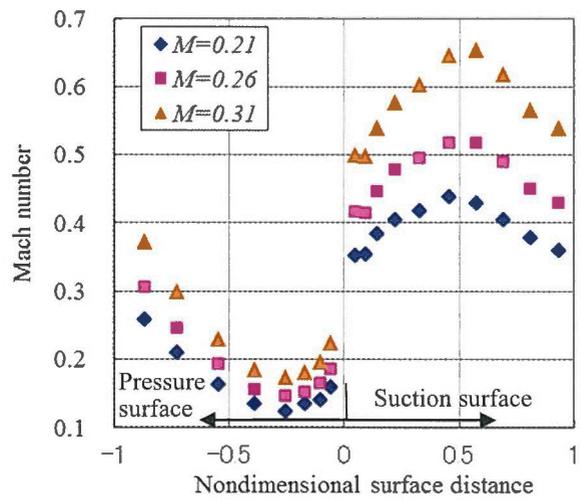


Fig.2.4.4 Mach number distribution (Type2)

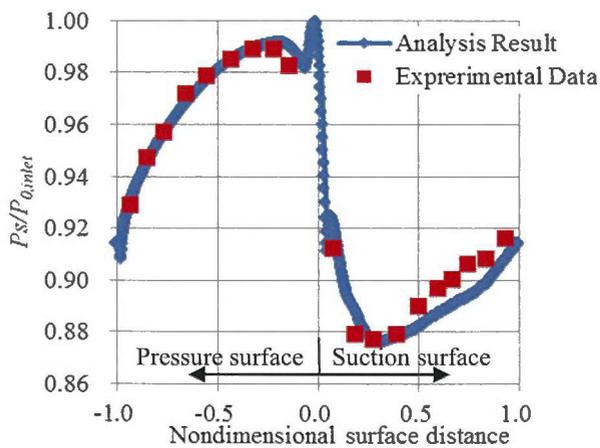


Fig.2.4.5 $P_s/P_{0,inlet}$ distribution with LES (Type1)

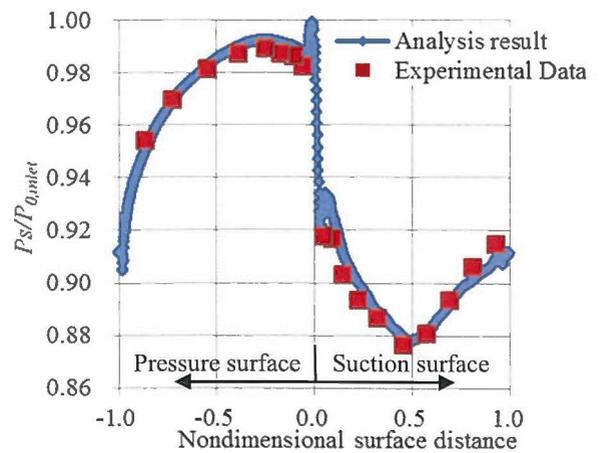


Fig.2.4.6 $P_s/P_{0,inlet}$ distribution with LES (Type2)

図 2.4.3, 図 2.4.4 から Type1 と Type2 の翼モデルの翼面 Mach 数分布を比較すると, 入口 Mach 数が異なるケースにおいても, ほぼ同様の傾向を示しているが, 負圧面での翼前縁からの加速から減速へ転じる位置が Type1 の方が Type2 より上流側にあるのが顕著な違いである.

図 2.4.5, 図 2.4.6 の入口 Mach 数 0.21 条件での実験値と LES 解析値の時間平均値の比較では, 翼面無次元静圧 $P_s/P_{0,Inlet}$ については圧力面側では Type1, Type2 とともに解析結果は実験値とよく一致しており, 負圧面側の無次元翼面距離 0.5~0.9 付近では解析結果は実験値より若干低い値になっているが, 解析結果は翼回りの速度分布を精度良く予測できると考えられる.

Type1 と Type2 翼モデルの LES 解析結果の Mach 数分布を図 2.4.7, 図 2.4.8 に, また, 解析結果から式 (2) で定義される加速度パラメータ K を計算した結果を図 2.4.9~12 に示す. 加速度パラメータ K は翼先端部とそれ以外の部分では値が大きく異なるため, 図 2.4.9, 2.4.10 と図 2.4.11, 2.4.12 では縦軸, 横軸のスケールを変更して表示している.

$$K = \frac{v}{U_\infty^2} \frac{\partial U_\infty}{\partial x} \quad (2.4.1)$$

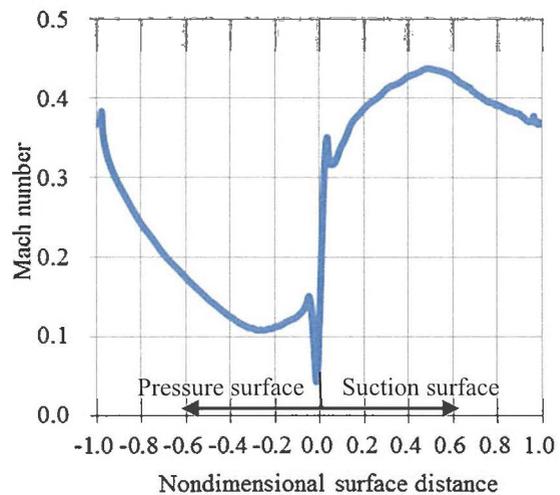
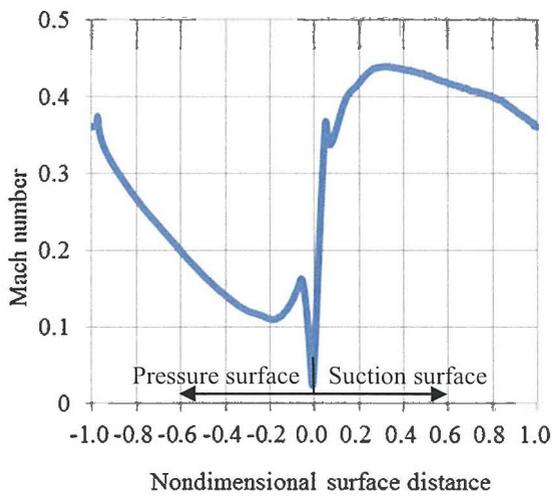


Fig.2.4.7 Mach number distribution with LES(Type1) Fig.2.4.8 Mach number distribution with LES(Type2)

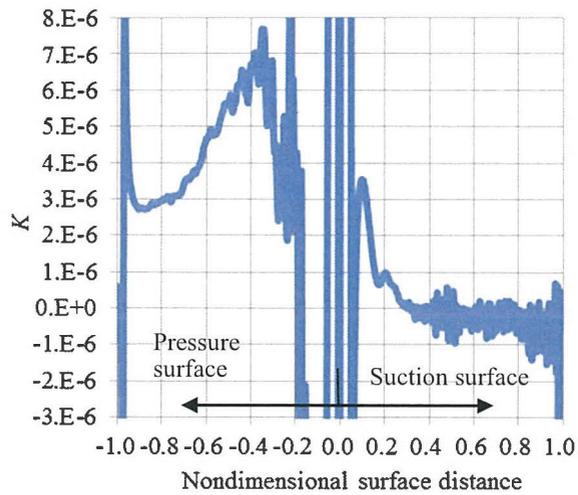


Fig.2.4.9 Acceleration parameter distribution with LES(Type1)

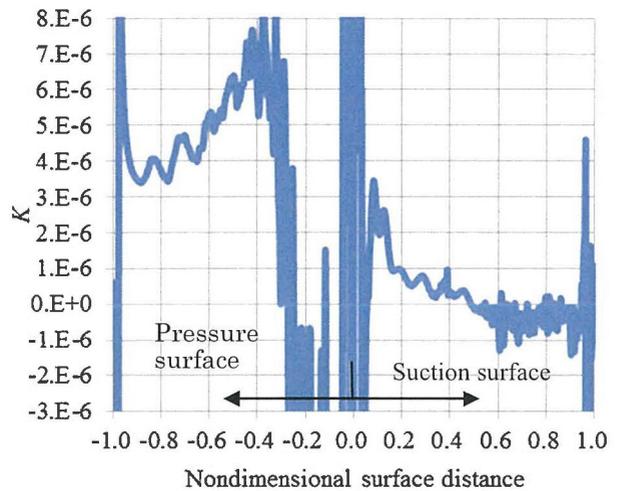


Fig.2.4.10 Acceleration parameter distribution with LES(Type2)

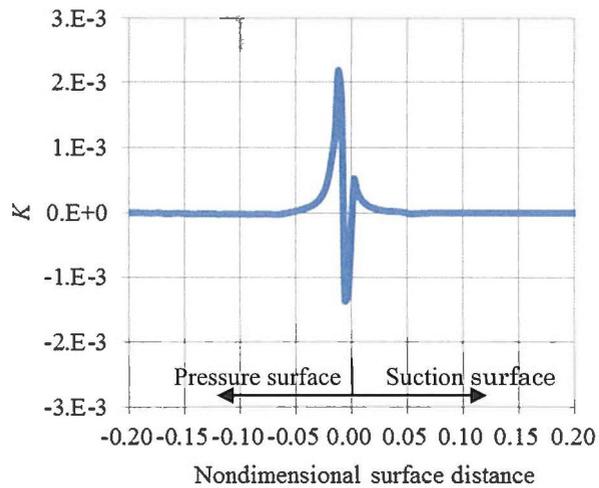


Fig.2.4.11 Acceleration parameter distribution with LES(Type1)

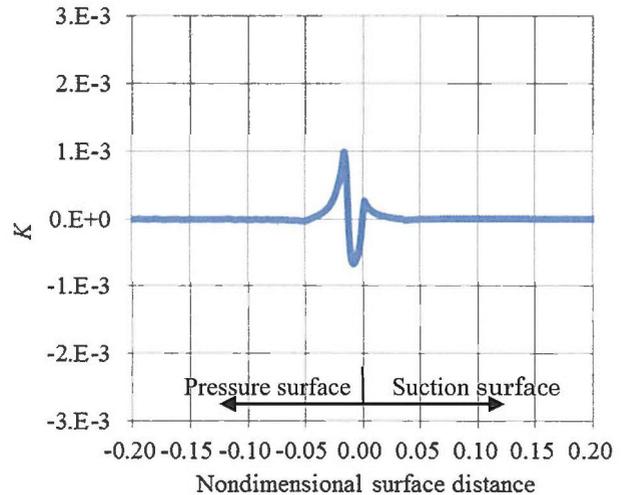


Fig.2.4.12 Acceleration parameter distribution with LES(Type2)

これらの結果から、Type1、Type2 どちらの翼モデルでも翼先端の負圧面の無次元翼面距離 $0 \sim 0.002$ 付近の流れの加速と、圧力面 $0 \sim -0.02$ 付近の流れの加速・減速が大きい事が確認できるが、Type1 の翼モデルの方が負圧面、圧力面とも加速度パラメータの値が大きいのは、2種類の翼モデルの前縁半径の違いによるものだと考えられる。

Type1 と Type2 の翼モデルの熱伝達率分布の実験値を図 2.4.13、図 2.4.14 と入口 Mach

数 0.21 条件の LES 解析結果の時間平均値と実験値を比較した結果を図 2.4.15,2.4.16 に示す。

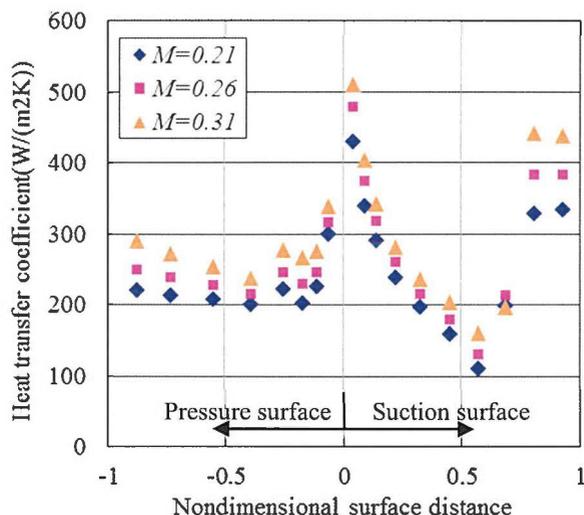
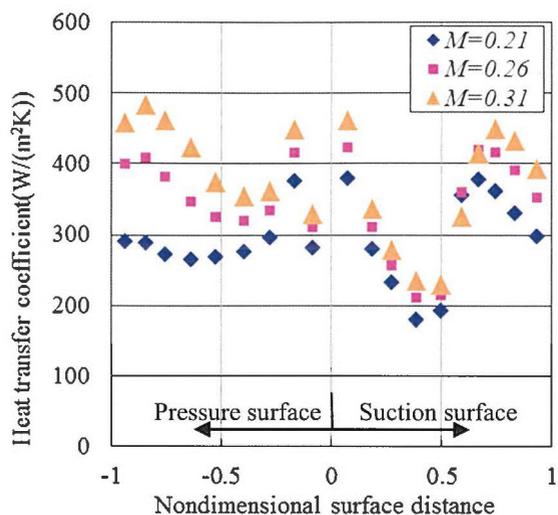


Fig.2.4.13 Heat transfer coefficient distribution(Type1)

Fig.2.4.14 Heat transfer coefficient distribution(Type2)

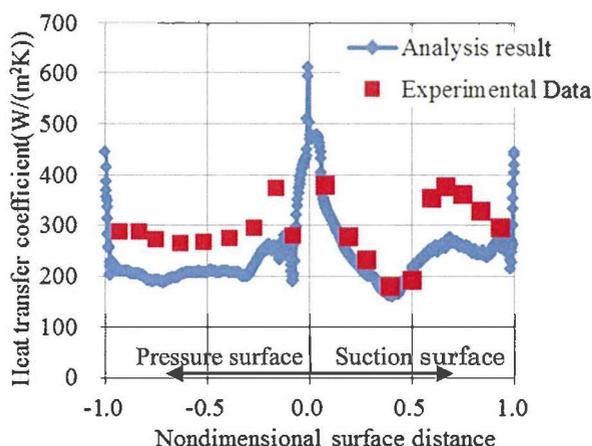


Fig.2.4.15 Heat transfer coefficient distribution with LES (Type1)

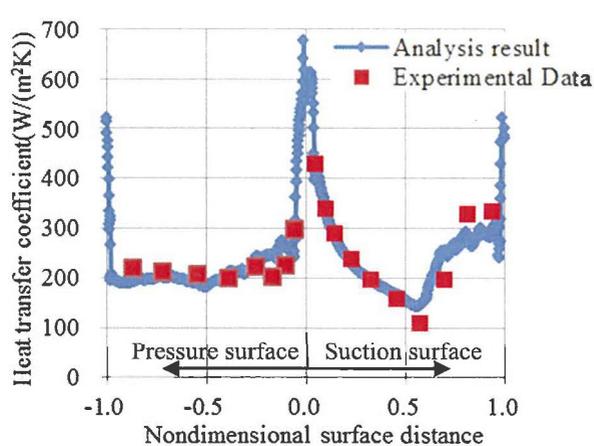


Fig.2.4.16 Heat transfer coefficient distribution with LES (Type2)

図2.4.16の結果から、Type2翼モデルの解析結果は実験値と良く一致する事が確認できたが、図2.4.15に示すType 1 翼モデルは解析結果と実験値の差異が顕在化している。即ち、図2.4.15に示す様に翼前縁近傍の境界層が層流になっていると考えられる負圧面の無次元翼面距離0.1~0.5の領域に対しては解析結果と実験値は良く一致しているものの、この下流の境界層が層流から乱流へ遷移する事による熱伝達率の上昇や、圧力面の剥離泡の発生による乱れの増加による熱伝達率の上昇は定性的にしか捕らえられておらず、定量的には解析結果は実験値より25%程度低い値となっている。

この原因を明らかにするため、LES解析結果より境界層内部の流れの変化が熱伝達率に与える影響について詳細に考察した。

図 2.4.17, 図 2.4.18 に示す LES 解析結果における負圧面の境界層内速度分布の瞬時値からは、翼前縁に近い無次元翼面距離 0.02 で Type2 の翼モデルの方が Type1 より境界層厚さが薄くなっており、これが Type2 の翼前縁での熱伝達率が Type1 より高い原因になっていると考えられる。また、負圧面では下流に行くほど境界層が厚くなり Type1 では無次元翼面距離 0.6 で Type2 では無次元翼面距離 0.7 で乱流に遷移しており、乱流遷移の位置が実験の熱伝達率の増加位置とほぼ一致することが確認出来た。

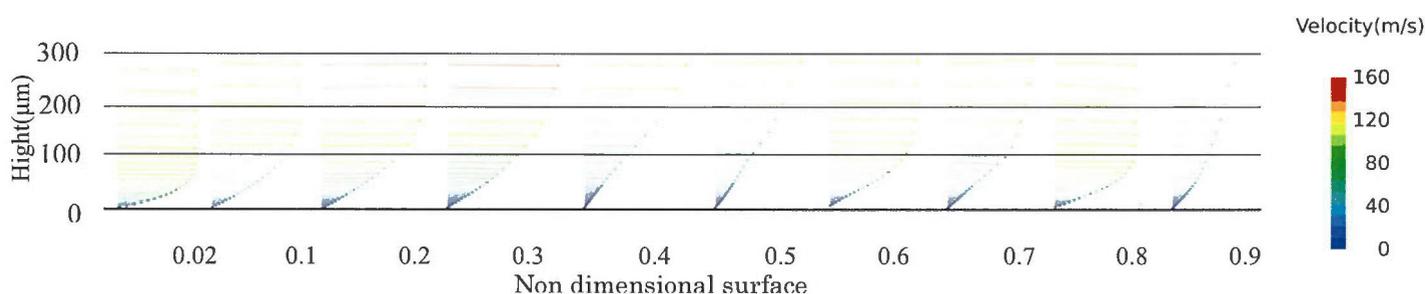


Fig. 2.4.17 Instantaneous velocity distribution in boundary layer on the suction surface with LES (Type1)

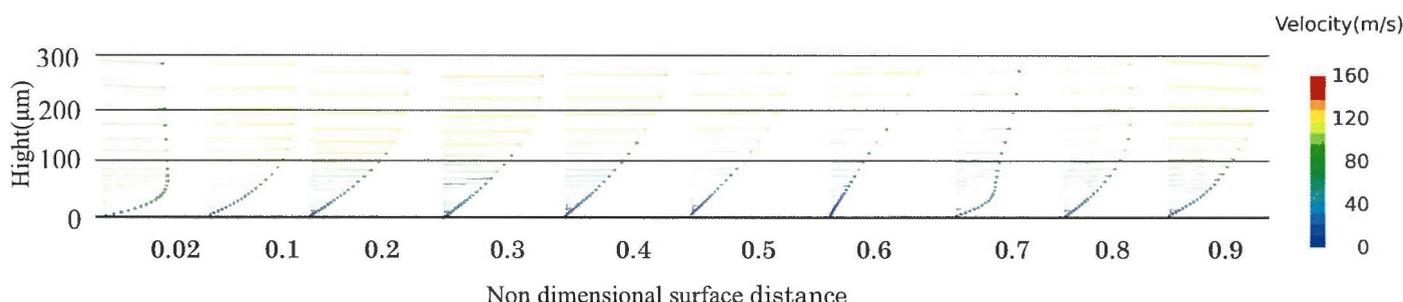


Fig. 2.4.18 Instantaneous velocity distribution in boundary layer on the suction surface with with LES (Type2)

図 2.4.19, 図 2.4.20 に示す LES 解析結果における圧力面の境界層内速度分布の瞬時値からは、よどみ点から流れが加速する無次元翼面距離-0.02 では境界層が薄くなり熱伝達率が大きいですが、その下流の流れが減速する無次元翼面距離-0.1~-0.2 付近では境界層が急激に厚くなり、熱伝達率が低下する原因となっている。

無次元翼面距離-0.2 よりわずかに下流では Type1 と Type2 の翼モデル熱伝達率の変化の様子が大きく異なり、Type1 の翼モデルでは翼前縁部から低下してきた熱伝達率が一旦大きく上昇した後に再び低下しているが、Type2 では圧力面における、この様な熱伝達率の不連続な変化は僅かであった。

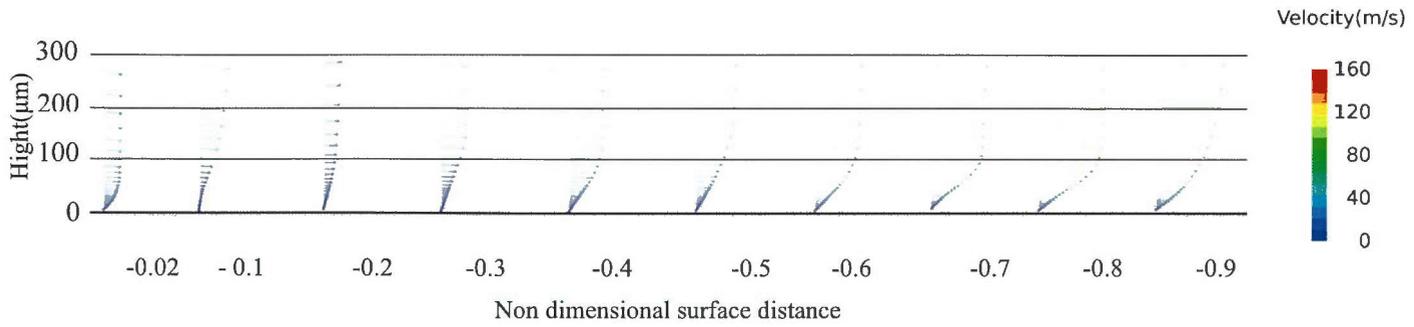


Fig. 2.4.19 Instantaneous velocity distribution in boundary layer on the pressure surface with LES (Type1)

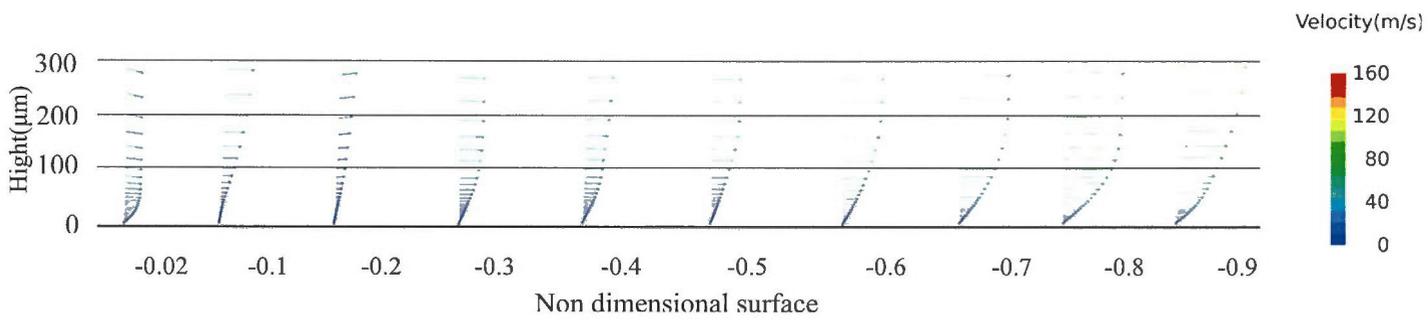


Fig. 2.4.20 Instantaneous velocity distribution in boundary layer on the pressure surface with LES (Type2)

この熱伝達率の急激な変化の原因を明らかにするため、LES 解析結果の速度ベクトル 図 2.4.21, 図 2.4.22, 乱れエネルギーの分布図 2.4.23, 図 2.4.24 について検討を実施した。

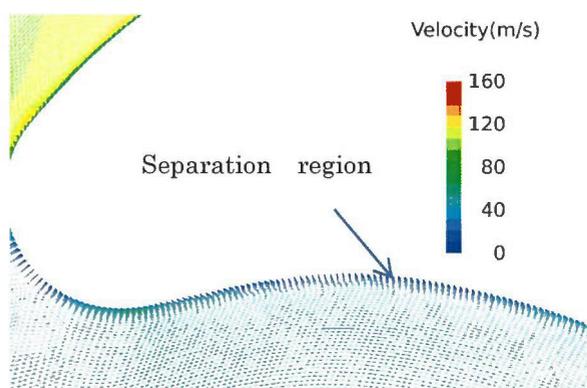


Fig. 2.4.21 Instantaneous velocity vector distribution with LES (Type1)

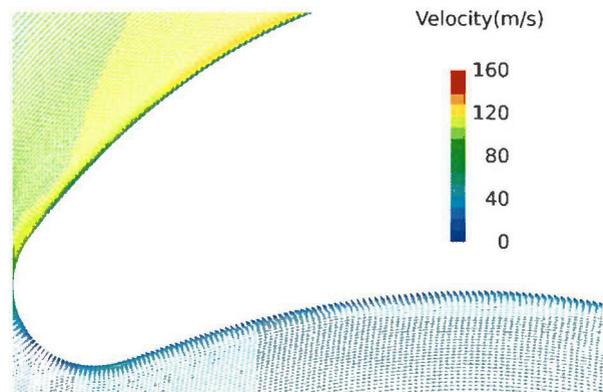


Fig.2.4.22 Instantaneous velocity vector distribution with LES (Type2)

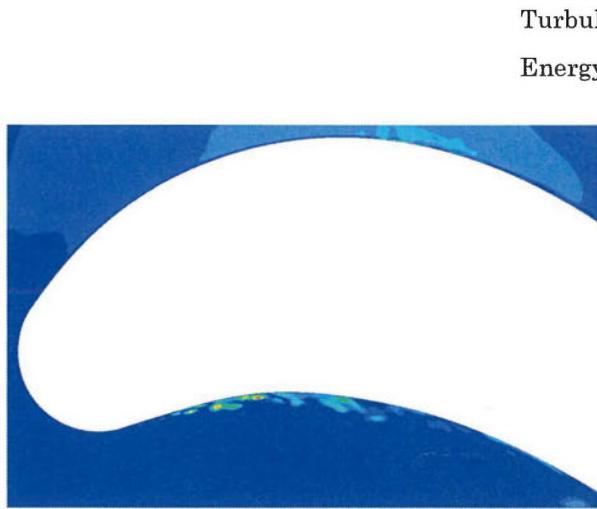


Fig. 2.4.23 Turbulent Kinetic Energy distribution with LES (Type1)

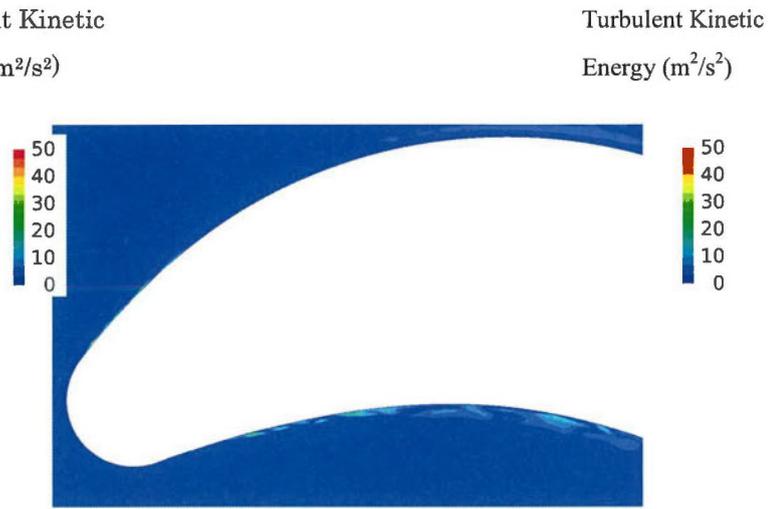


Fig. 2.4.24 Turbulent Kinetic Energy distribution with LES (Type2)

この結果から Type1 の翼モデルでは、圧力面での翼前縁から僅かに下流の位置で剥離泡が発生し、乱れが大きくなっている部分があるため、この乱れの増大が熱伝達率の急激な増加・減少の原因となっていると考えられる。しかし、Type2 では前縁半径の違いにより翼前縁下流の圧力面での乱れが Type1 と比較して大きくないため、熱伝達率の増加・減少は僅かである。

また、図 2.4.7, 図 2.4.8 に示すように Type1 と Type2 の翼モデルとも無次元翼面距離の-0.3 より下流では負圧面の無次元翼面距離 0.3 付近より流速が遅く、かつ、図 2.4.11, 図 2.4.12 に示す様に加速度パラメータが再層流化の閾値である 3×10^{-6} を上回っているにもかかわらず熱伝達率が高い状態である。これは、この領域では翼形状が凹面となっており、流速が増加しても流れの再層流化が進まず、図 2.4.23, 2.4.24 に示す様に乱れの大きい状態が維持されるためだと考えられる。

さらに、翼面近傍の渦構造の詳細な様子を確認するためLES解析結果にType1,2それぞれの翼断面におけるヘリシティ等値面(= 2×10^6)の瞬時値を図2.4.25, 2.4.26に示す。この結果からType1,2どちらの翼モデルでも負圧面では遷移点付近から小さな渦が発生し、下流側に向うにつれ渦構造が成長し負圧面が全て乱流状態になることが確認できた。

また、Type1,2どちらの翼モデルでも圧力面の翼前縁下流で小さな渦が発生するが、負圧面の様に渦が壁面近傍から高さ方向に成長していくのではなく、渦構造がひも状に引き延ばされてGortler状渦となるため、負圧面のように壁面全面が渦で覆われた乱流状態にならない事が確認出来た。

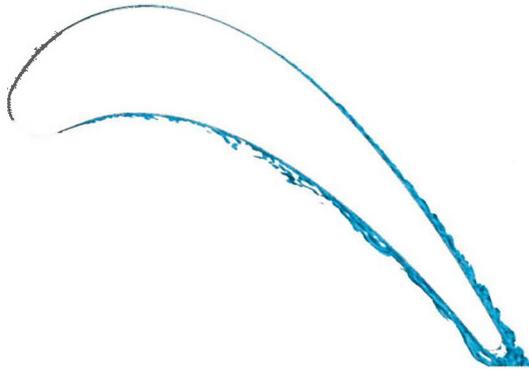


Fig. 2.4.25 Helicity iso-surface (Type1)

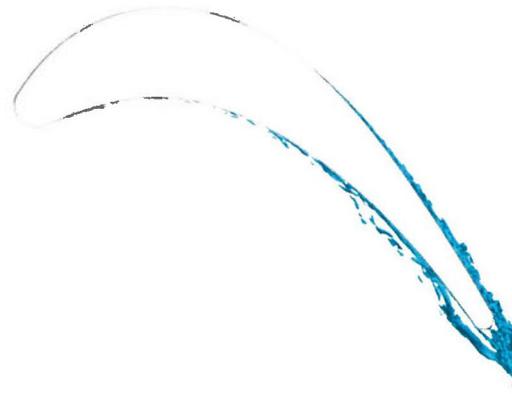


Fig. 2.4.26 Helicity iso-surface (Type2)

Type1翼モデルの負圧面と圧力面におけるヘリシティ等値面($=2 \times 10^6$)の 1×10^{-4} sec毎の時系列変化の様子を図2.4.27,2.4.28に示し、負圧面と圧力面における翼面温度分布の 1×10^{-4} sec毎の時系列変化の様子を図2.4.29,2.4.30に示す。

また、Type2翼モデルの負圧面と圧力面におけるヘリシティ等値面($=2 \times 10^6$)の 1×10^{-4} sec毎の時系列変化の様子を図2.4.31,2.4.32示し、負圧面と圧力面における翼面温度分布の 1×10^{-4} sec毎の時系列変化の様子を図2.4.33,2.4.34示す。

図2.4.27,2.4.29からType1の翼モデルの負圧面では翼前縁から発生するストリークの影響により、層流から乱流へと遷移する位置が時間的に変動し、それに伴い翼面の温度分布も時間的に変動することが確認できた。

Type2の翼モデルでは前縁から発生するストリークはType1翼モデルの場合と比較すると小さいものであったが、Type1翼モデルとほぼ同様な遷移点の時間変化が発生する事が確認出来た。

図2.4.28,2.4.30からType1の翼モデルの圧力面では前縁の下流側で発生する剥離泡で発生した小さな渦構造が、下流に行くにつれGortler状の渦構造へと成長していくことに伴う翼表面温度の局所的な変化の様子が確認できた。

このGortler状渦により圧力面の翼面温度の分布は負圧面側の温度分布の様に上流から下流側へ段階的に温度が変化するのではなく、翼の流れ方向に平行な縞状の温度分布が発生し、それが時間的に変化の様子が確認できた。

図2.4.32,2.4.34からType2の翼モデルの圧力面でもType1の翼モデルの圧力面とほぼ同様の現象が発生することが確認できたが、図2.4.22に示す様にType2の翼モデルでは大きな剥離泡が発生しないため剥離泡下流側で発生する渦構造はType1より小さなものであり、この位置での翼面温度分布の不連続的な変化は継続的には発生していない事が確認できた。

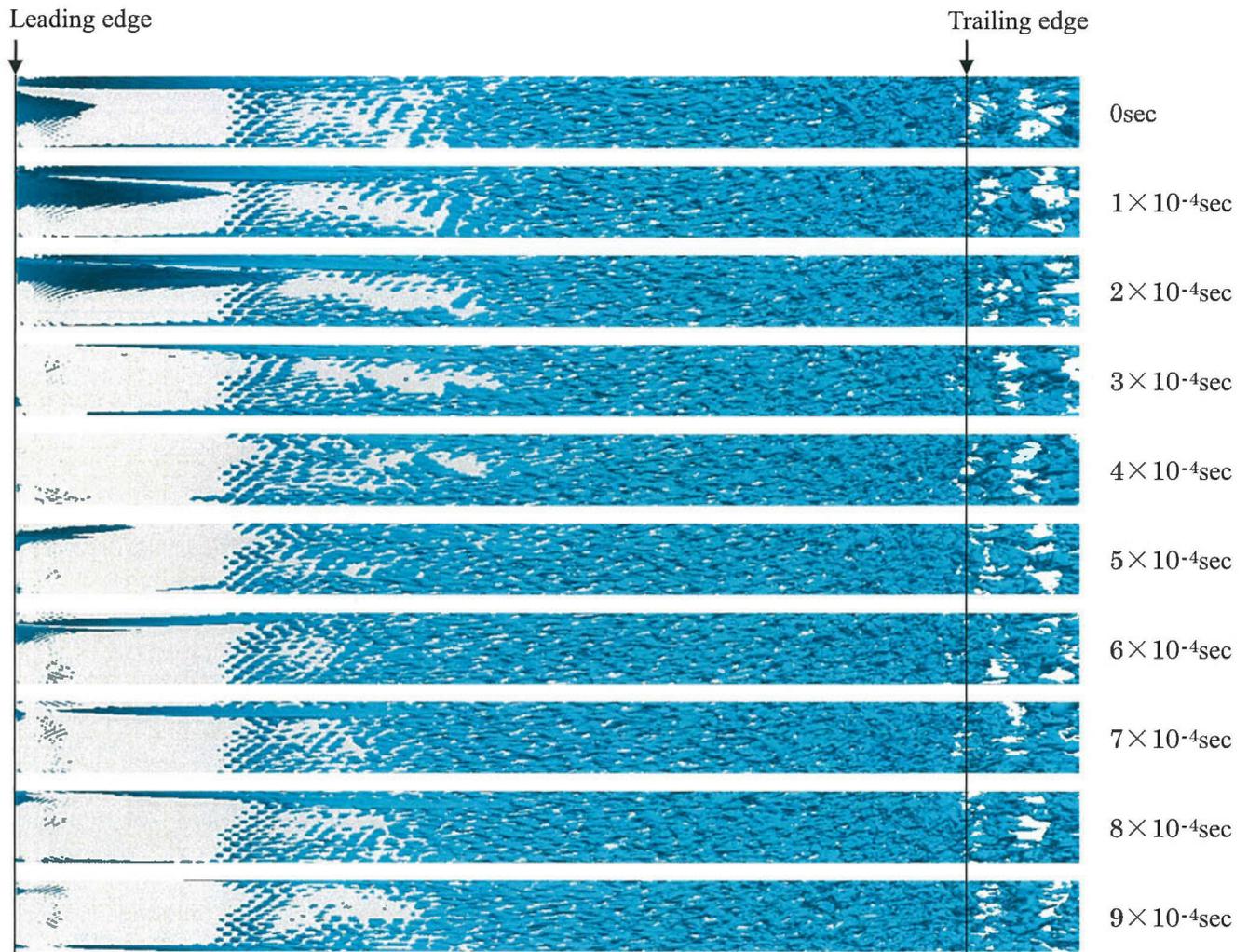


Fig. 2.4.27 Helicity iso-surface on suction surface (Type1)

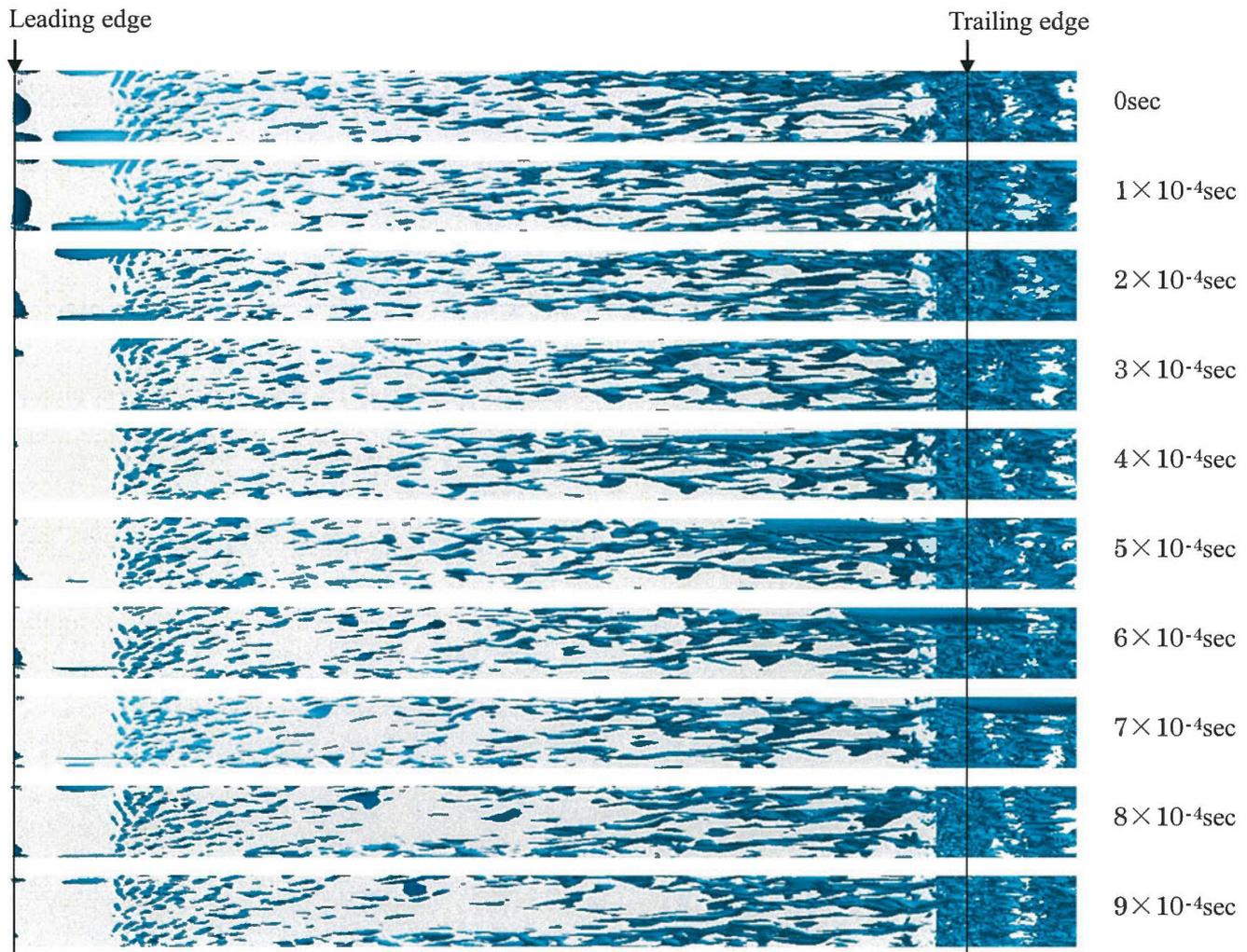


Fig. 2.4.28 Helicity iso-surface on pressure surface (Type1)

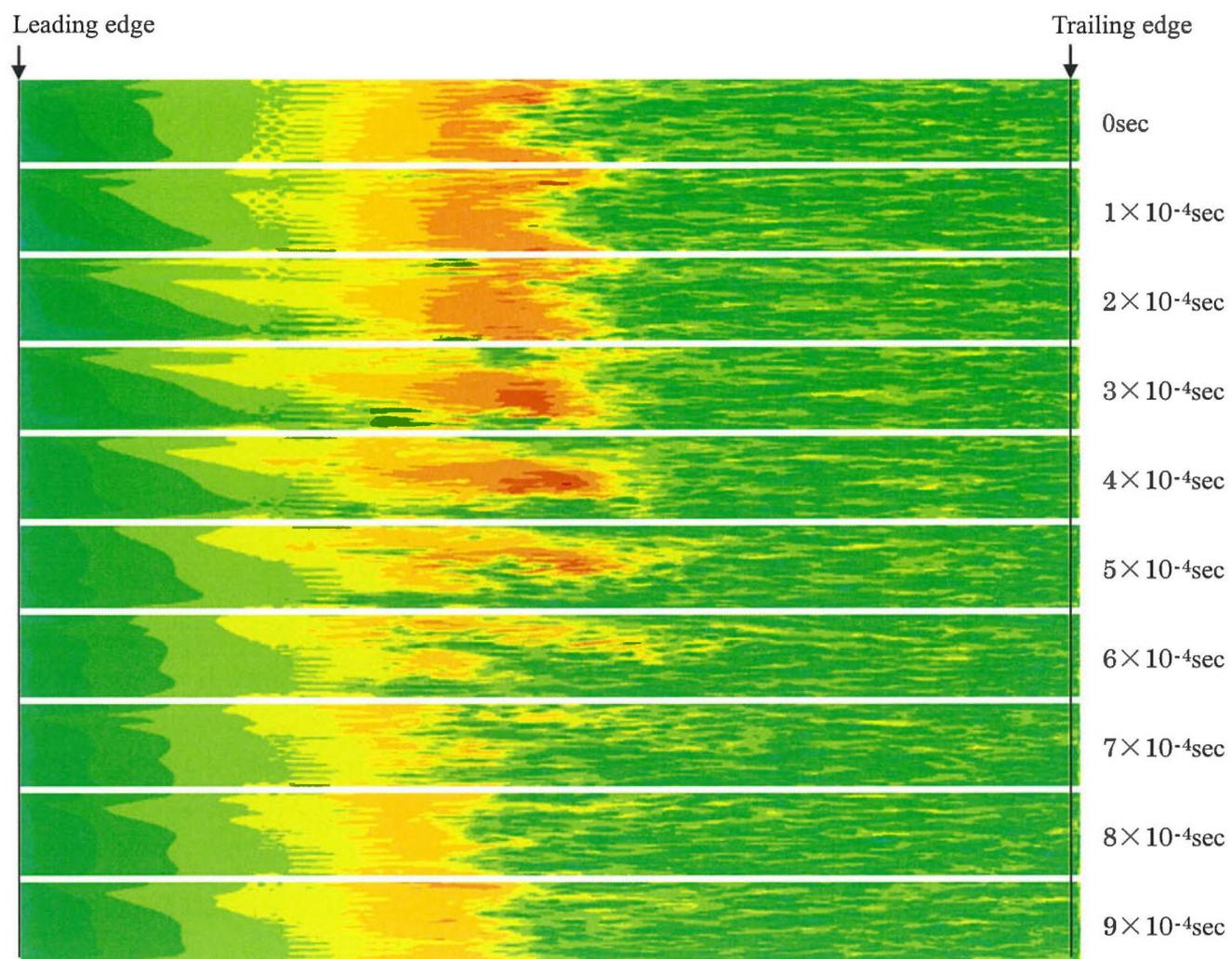
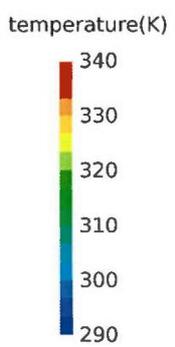


Fig. 2.4.29 Temperature distribution of suction surface (Type1)



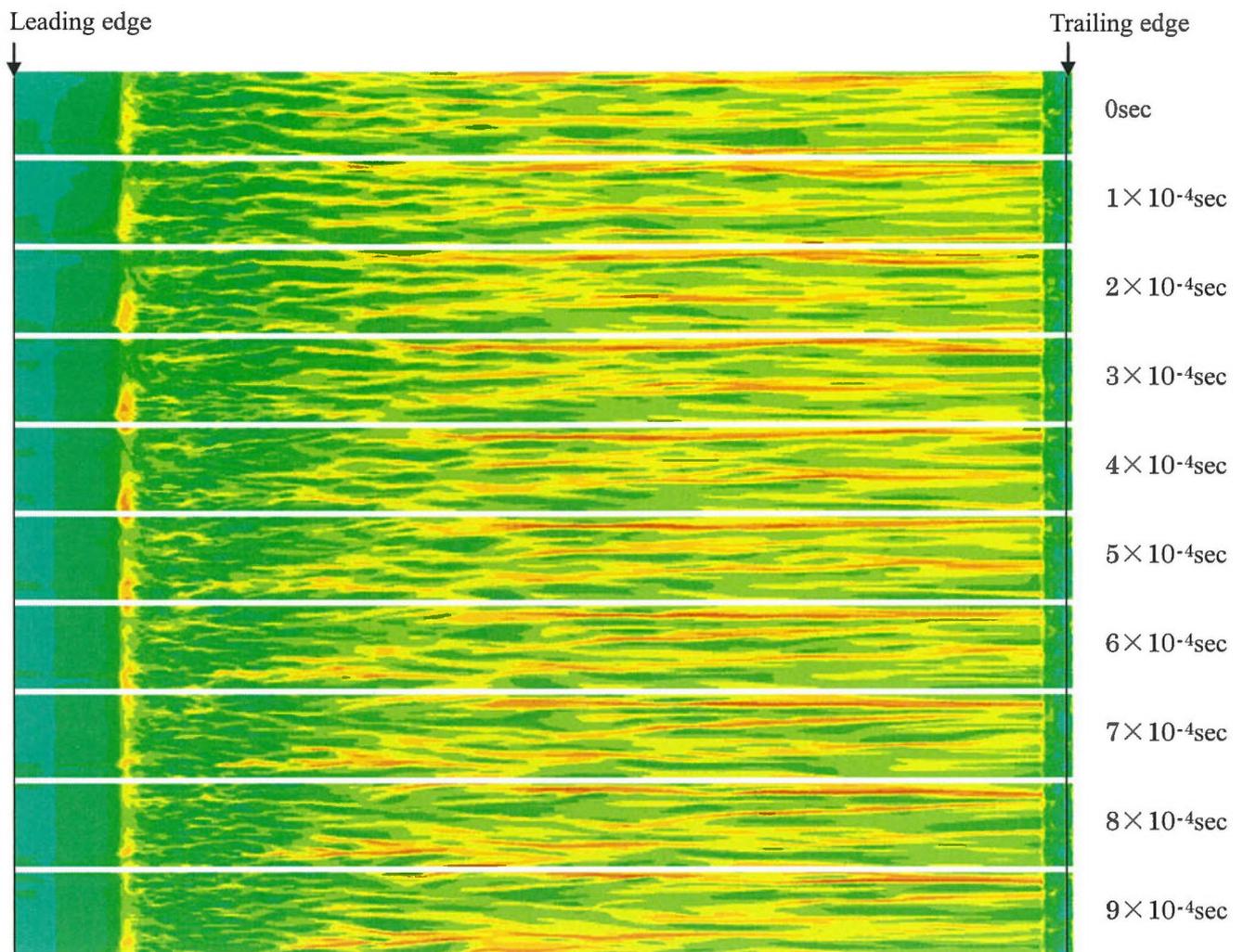
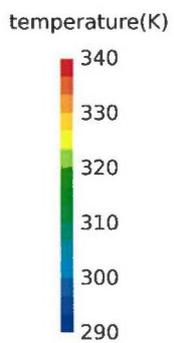


Fig. 2.4.30 Temperature distribution of pressure surface (Type1)



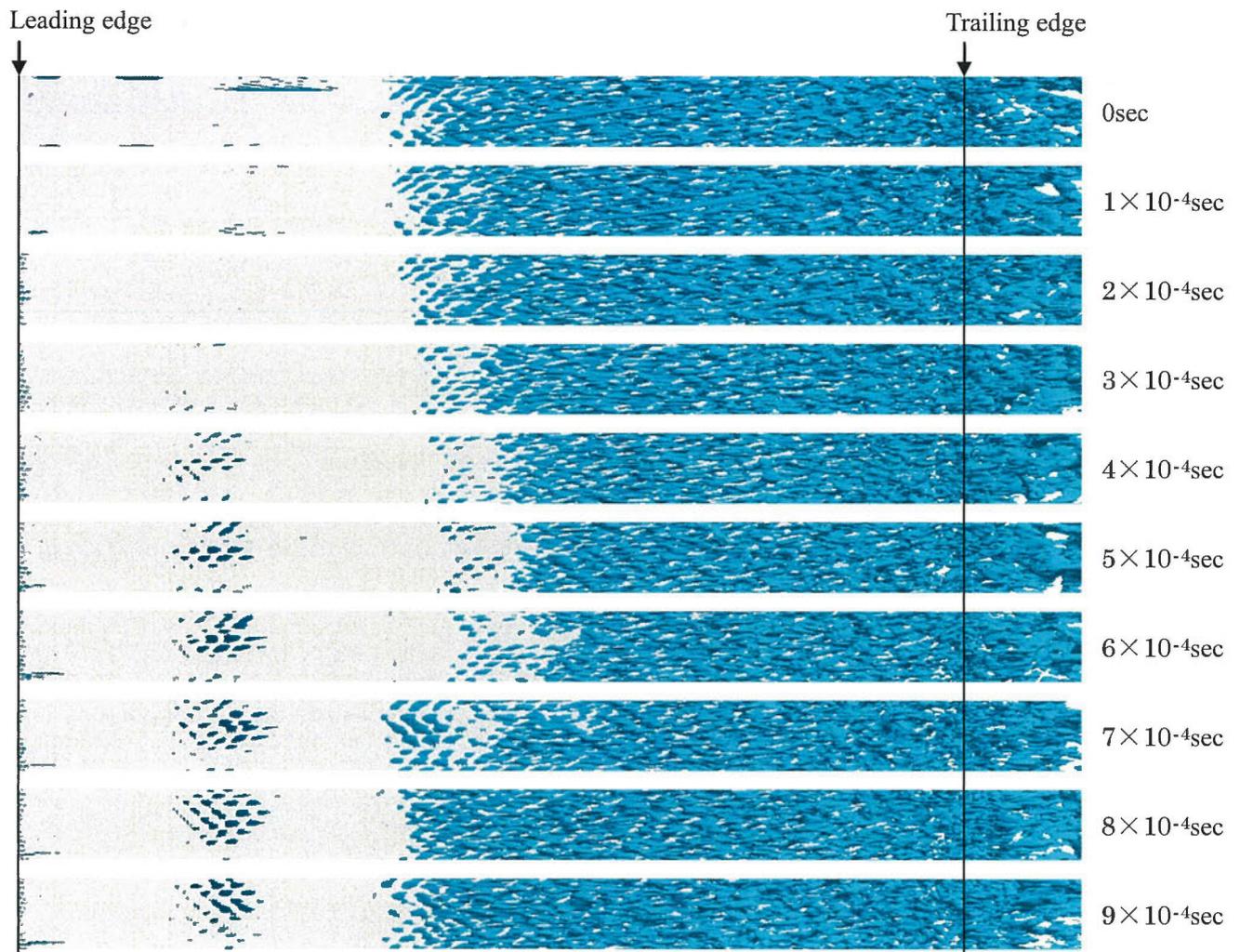


Fig. 2.4.31 Helicity iso-surface on suction surface (Type1)

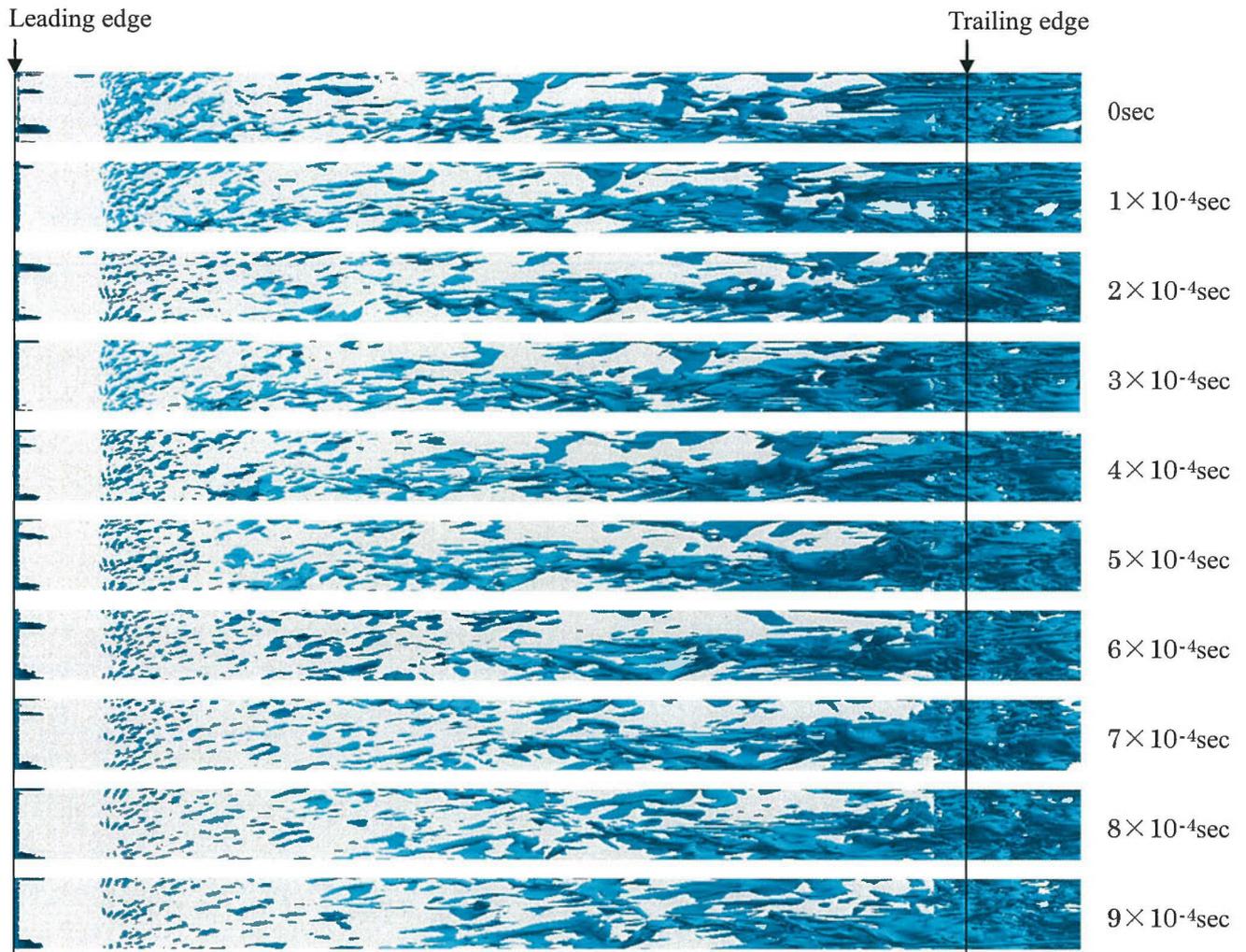


Fig. 2.4.32 Helicity iso-surface on pressure surface (Type1)

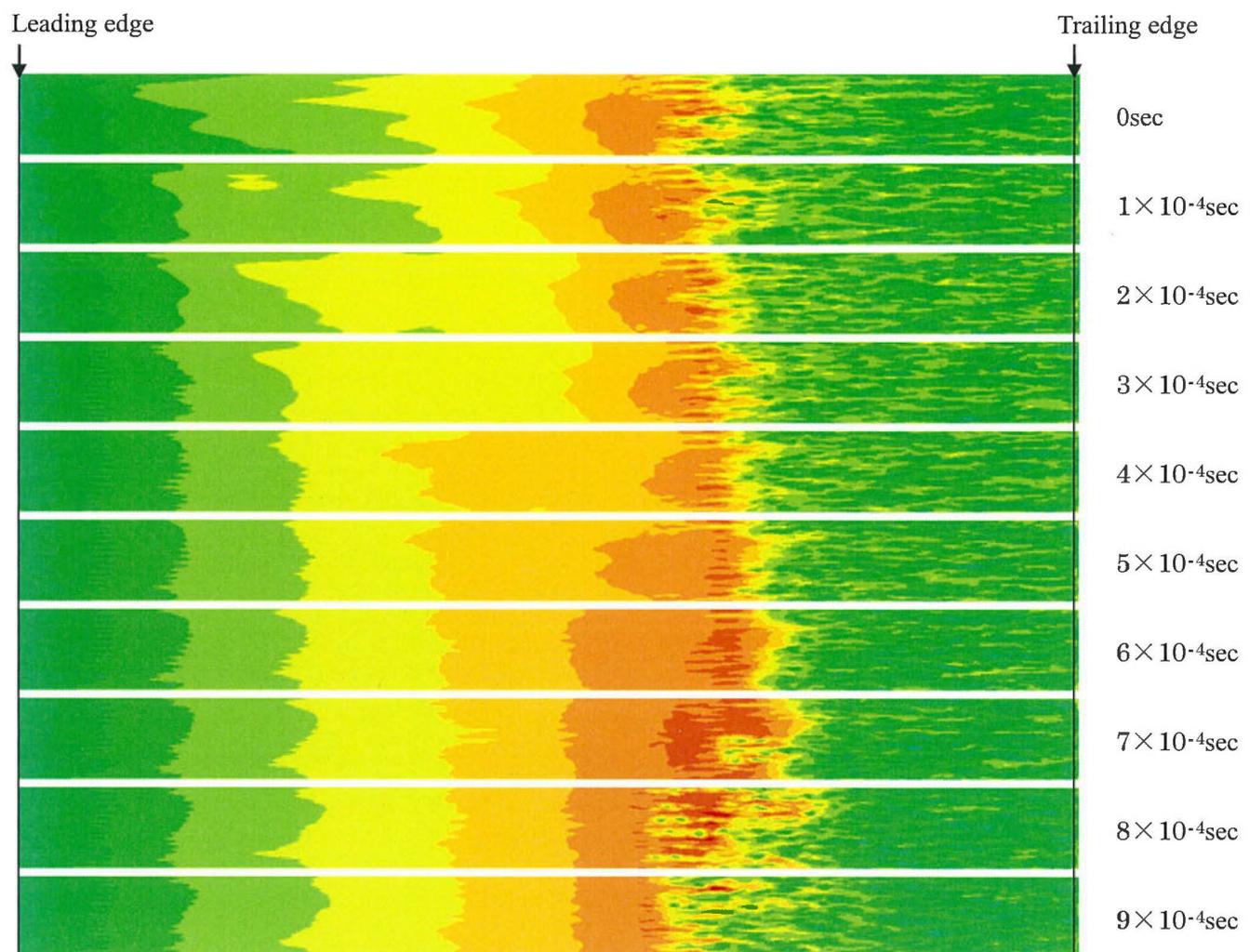
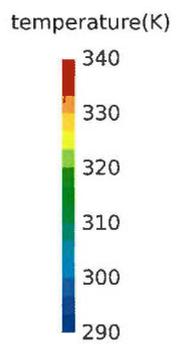


Fig. 2.4.33 Temperature distribution of suction surface (Type1)



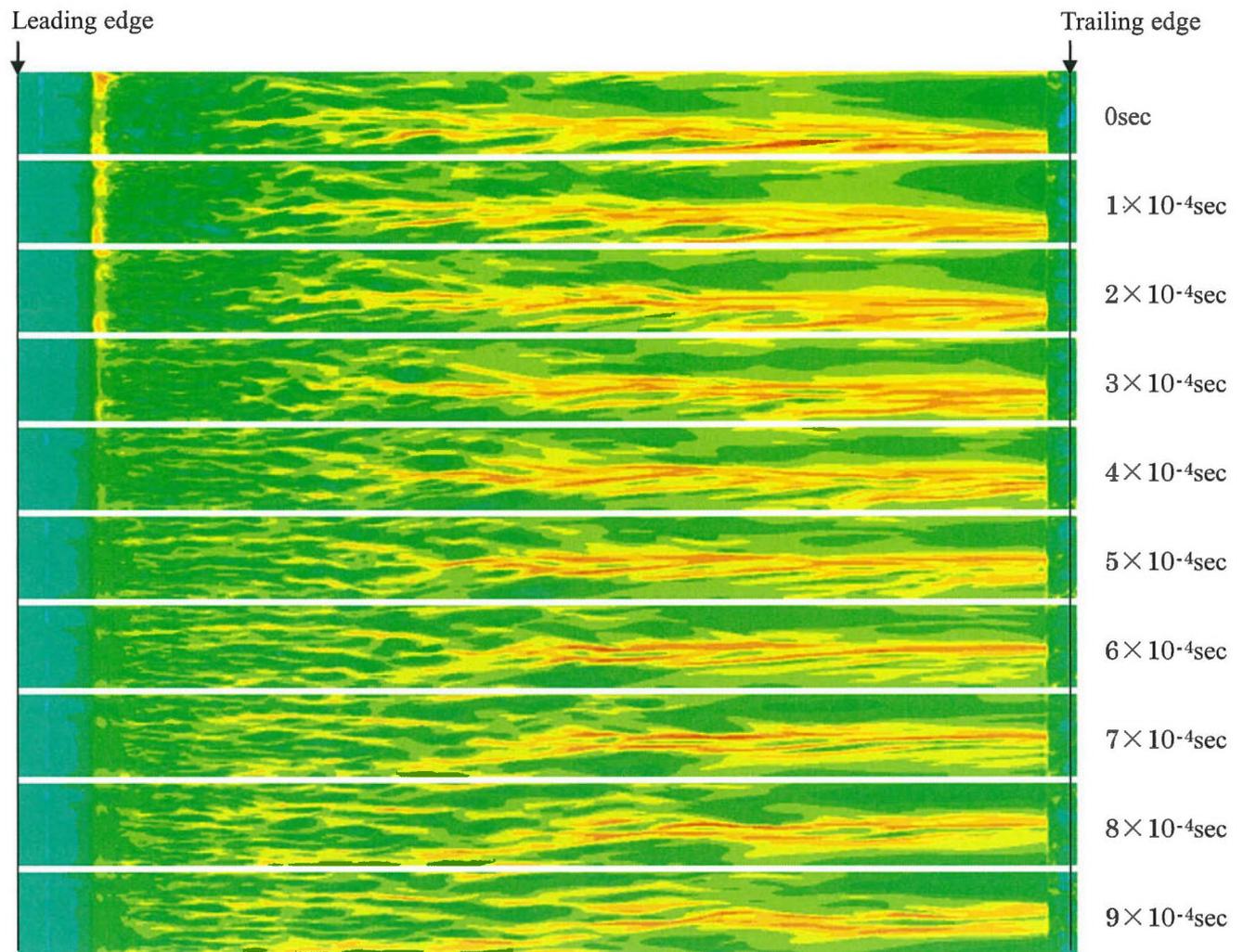
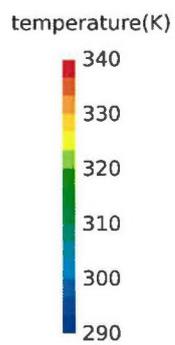


Fig. 2.4.34 Temperature distribution of pressure surface (Type1)



以上の考察からType1翼モデルのLES解析による翼面熱伝達率の予測精度が高くなかったのは、Type1の翼形状の方がType2より翼面の曲率半径が小さいため、図2.4.9、図2.4.10に示すように翼面各部の加速度パラメータの変化が大きく、負圧面での層流から乱流への遷移や圧力面での剥離泡等の流れの状態変化が大きいため、それに伴う乱れの発生と増加が、今回のLES解析では精度良く予測できなかったためだと考えられる。

次に、図 2.4.13, 図 2.4.14 に示す実験結果による入口 Mach 数の違いによる熱伝達率分布の変化について考察する。負圧面では Type1, Type2 どちらの翼モデルについても入口 Mach が上昇すると、熱伝達率分布の傾向は変わらず、速度の上昇に応じて熱伝達率は上昇するが、その上昇割合は層流域より乱流域の方が大きい事が確認できた。

また、圧力面では Type1 の翼モデルの入口 Mach 数 0.21 と Type2 の翼モデルの全ての入口 Mach の条件で、負圧面と同様に熱伝達率分布の傾向は変わらず、速度の上昇に応じて熱伝達率は上昇しているが、入口 Mach 数 0.26 と 0.31 の条件では無次元翼面距離 -0.4 より下流では主流速度の増加による熱伝達率の上昇を上回る増加割合である事が確認できた。これは圧力面の剥離泡に起因する乱れが、入口 Mach 数の上昇により増大したためだと考えられる。

2.5 RANS 解析結果と考察

Type1 と Type2 の翼モデルを対象とした Realizable k- ϵ , Transition k-kl- ω と Transition SST の 3 種類の乱流モデルを用いた RANS 解析結果と LES 解析結果の無次元翼面静圧 $P_s/P_{0,Inlet}$ と熱伝達率 h を比較した結果を図 2.5.1~2.5.4 に示す。乱流エネルギーの分布図を図 2.5.5~2.5.10 に示す。これらの結果から無次元翼面静圧 $P_s/P_{0,Inlet}$ については RANS の各モデルによる解析結果と LES 解析結果には大きな違いは認められなかった。

負圧面の熱伝達率については、Realizable k- ϵ を使用した解析結果は無次元翼面距離 $0 \sim 0.5$ 付近の層流域で実験値より大幅に大きな値になっており、無次元翼面距離 $0.5 \sim 0.9$ 付近の乱流域では解析結果と実験結果は、ほぼ同じ値になっている。これは、Realizable k- ϵ の解析結果では図 2.5.5 に示すように乱流エネルギーが負圧面全域で大きな値となっていることから確認できるように、負圧面の流れが全域乱流として解析されているからだと考えられる。

遷移モデルが組み込まれている Transition k-kl- ω と Transition SST を使用した解析結果の層流域での熱伝達率の値は Type1, Type2 どちらの翼モデルでも実験値とほぼ同じ値であったが、遷移位置の予測に関しては Type1 の翼モデルでは解析結果は実験結果よりかなり下流に予測しているが、Type2 の翼モデルでは遷移位置が実験値に比較的近い解析結果となった。

圧力面の解析結果では Type1 翼モデルの剥離泡による熱伝達率の不連続な変化を Transition k-kl- ω と Transition SST 乱流モデルを使用した解析で捕らえられていたのは、図 2.5.6, 図 2.5.7 に示す様に、圧力面の乱流エネルギーの増加が解析で精度良く再現出来

ているからだと考えられる。無次元翼面距離-0.5より-1.0の付近では Realizable k- ϵ と Transition k-kl- ω の解析結果では流速の増加に伴い熱伝達率が増加する結果となったが、Transition SST では実験値と同じ様に流速の変化によらず熱伝達率がほぼ一定の値となっている。

Type2 翼モデルの圧力面の解析結果では、Realizable k- ϵ と Transition SST は Type1 翼モデルの解析結果と同様の傾向を示したが、Transition k-kl- ω は Type1 翼モデルの解析結果と異なり、流速の変化によらず熱伝達率がほぼ一定の値となっている。

以上の結果から今回使用した3種類の乱流モデルの中では Transition k-kl- ω と Transition SST が比較的精度良く2種類の翼モデルの熱伝達率分布を予測可能であることが確認出来た。また、今回使用した計算機環境では定常 RANS 解析に必要な時間は LES 解析に必要な解析時間の約 1/7 であった。

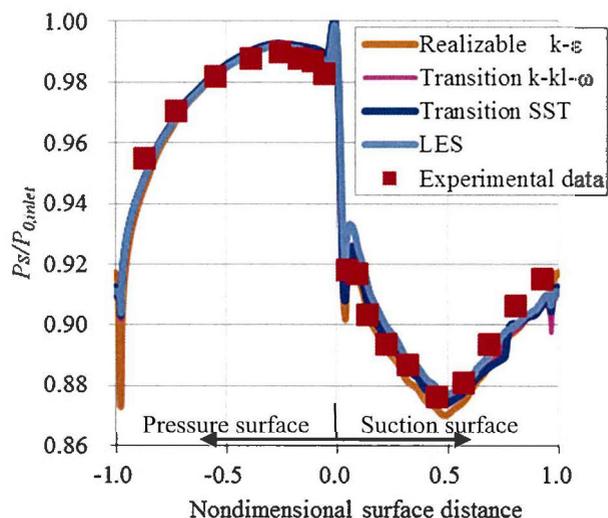
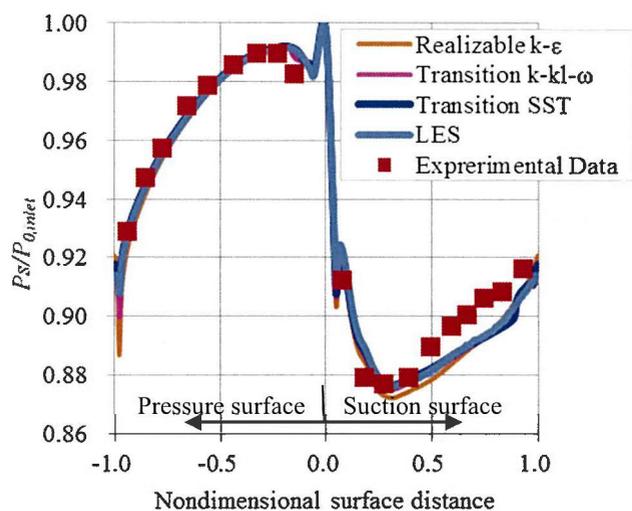


Fig.2.5.1 $P_s/P_{0,inlet}$ distribution with RANS and LES(Type1) Fig.2.5.2 $P_s/P_{0,inlet}$ distribution with RANS and LES(Type2)

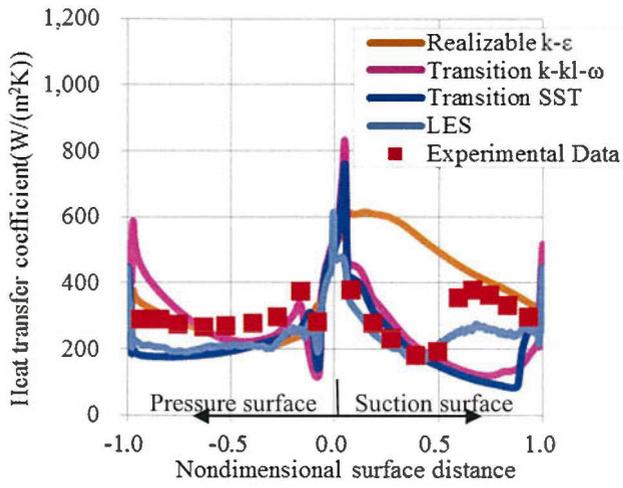


Fig.2.5.3 Heat transfer coefficient distribution with RANS and LES (Type1)

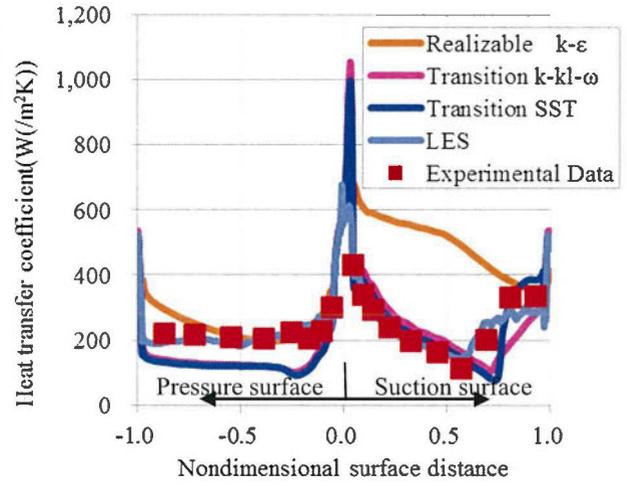


Fig.2.5.4 Heat transfer coefficient distribution with RANS and LES(Type2)

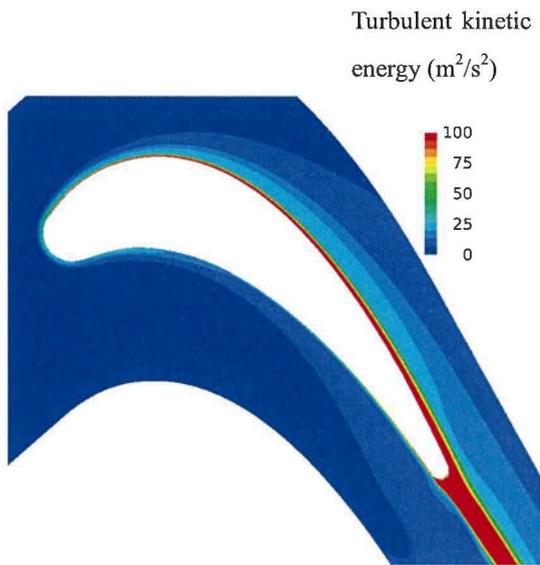


Fig.2.5.5 Turbulent kinetic energy with Realizable k-ε (Type1)

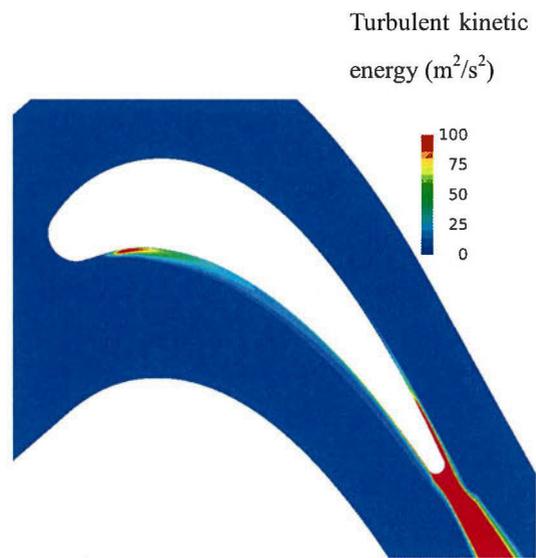


Fig.2.5.6 Turbulent kinetic energy with Transition k-kl-ω (Type2)

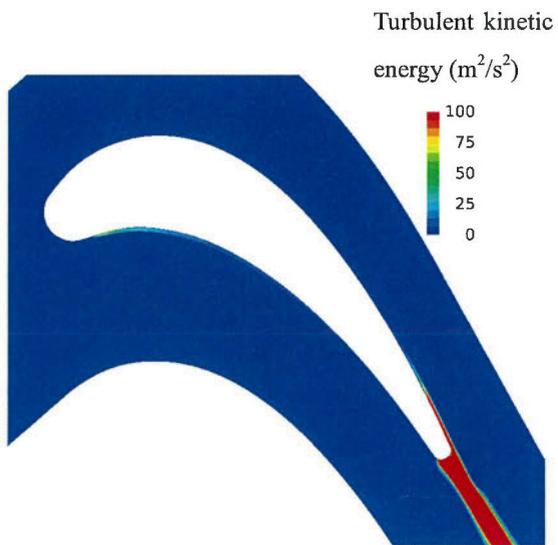


Fig.2.5.7 Turbulent kinetic energy with Transition SST (Type1)

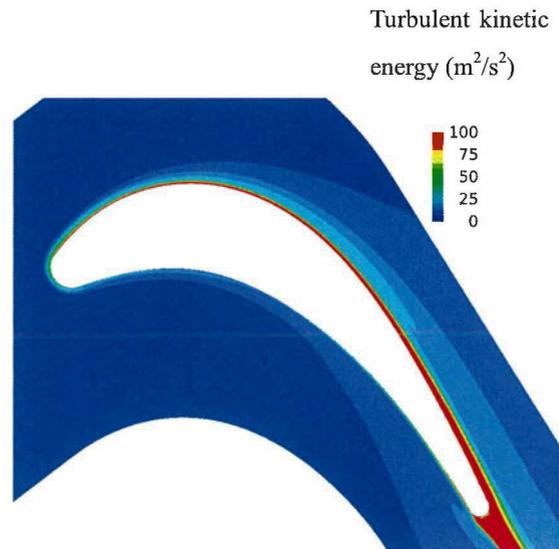


Fig.2.5.8 Turbulent kinetic energy with Realizable $k-\epsilon$ (Type2)

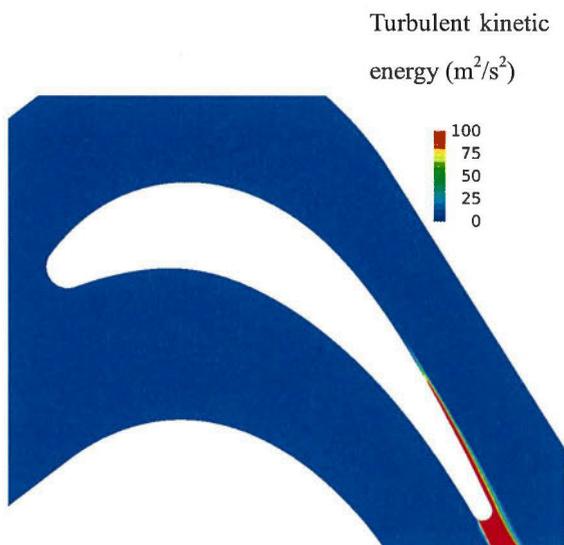


Fig.2.5.9 Turbulent kinetic energy with Transition $k-k_1-\omega$ (Type1)

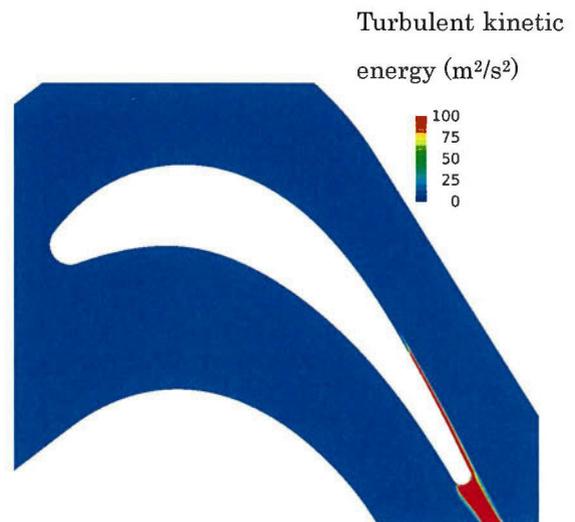


Fig.2.5.10 Turbulent kinetic energy with Transition SST (Type2)