

## 低レイノルズ数領域における剥離せん断層に対する 主流乱れ強さの影響

梶原, 克弥  
九州大学総合理工学府環境エネルギー工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/4372217>

---

出版情報 : 九州大学, 2020, 修士, 修士  
バージョン :  
権利関係 :

令和2年度

修士論文

低レイノルズ数領域における剥離せん断層に対する  
主流乱れ強さの影響

九州大学大学院総合理工学府  
環境エネルギー工学専攻  
エネルギー流体科学研究室

梶原 克弥

指導教員 安養寺 正之 准教授

提出年月日 令和3年 2月 8日

# 目次

第 1 章 研究背景.....	1
1.1 低 $Re$ 数航空機.....	1
1.2 低 $Re$ 数領域における流体特性.....	3
1.2.1 早期の層流剥離と剥離せん断層の乱流遷移.....	3
1.2.2 剥離泡の特徴.....	5
1.2.3 主流乱れ強さの影響.....	6
1.2.4 主流乱れ強さの影響における残された課題.....	9
1.3 研究目的.....	9
第 2 章 実験方法及び実験条件.....	10
2.1 実験装置.....	10
2.1.1 低速低騒音風洞.....	10
2.1.2 乱流格子.....	14
2.1.3 風洞模型.....	16
2.2 実験方法及び実験セットアップ.....	18
2.2.1 可視化計測.....	18
2.2.2 空力計測.....	21
2.3 実験条件.....	23
2.3.1 可視化計測.....	23
2.3.2 空力計測.....	23
第 3 章 数値解析手法及び解析条件.....	24
3.1 Large Eddy Simulation.....	24
3.1.1 基礎方程式.....	24
3.1.2 解析手法.....	25
3.2 解析条件.....	27
第 4 章 流れ場に対する主流乱れ強さの影響.....	30
4.1 矩形平板翼の前縁剥離泡に対する主流乱れ強さの影響.....	30
4.1.1 矩形平板翼周りの流れ場に対する主流乱れ強さの影響.....	30
4.1.2 乱れ強さの影響に対する $Re$ 数依存性.....	37
4.2 石井翼型の剥離泡に対する主流乱れ強さの影響.....	49
第 5 章 空力特性に対する主流乱れ強さの影響.....	51
5.1 矩形平板翼の空力特性に対する主流乱れ強さの影響.....	51
5.1.1 空力特性に対する主流乱れ強さの影響.....	51

5.1.2 主流乱れ強さの影響に対する $Re$ 数依存性.....	54
5.2 石井翼型の空力特性に対する主流乱れ強さの影響 .....	55
5.2.1 空力特性に対する主流乱れ強さの影響.....	55
5.2.2 主流乱れ強さの影響に対する $Re$ 数依存性.....	58
第 6 章 結論.....	61
参考文献.....	63
謝辞.....	67

# 第1章 研究背景

## 1.1 低 $Re$ 数航空機

近年, 航空機デバイスの小型化, 軽量化の進歩によって, 人が入り込むことのできない災害現場での情報収集や複雑な地形での地形測量などに期待ができる超小型航空機 MAV(Micro Air Vehicle (Fig. 1.1))や NAV (Nano Air Vehicle)の開発が進められている<sup>(1-3)</sup>. これらの航空機では, 翼面積が小さいことや飛行速度が数十 m/s 程度と比較的低いことから, 式(1.1)で示される慣性力と粘性力の比であるレイノルズ( $Re$ )数が非常に小さくなる.

$$Re = \frac{\rho UL}{\mu} \quad (1.1)$$

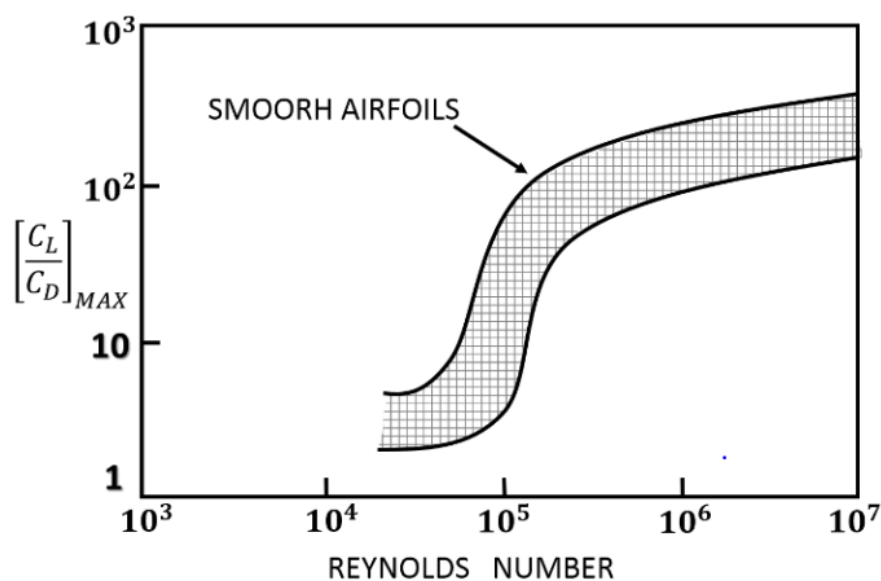
ここで $\rho$ は流体の密度,  $U$ は平均流速,  $L$ は代表長さ,  $\mu$ は粘性係数である. 一般的な旅客機の巡航  $Re$  数は  $10^7 \sim 10^8$  オーダーであるのに対し, 低  $Re$  数航空機の飛行  $Re$  数は  $10^4 \sim 10^5$  オーダーの低  $Re$  数領域となる. 同程度の低  $Re$  数航空機としては, JAXA で検討が進められている火星探査航空機<sup>(4-6)</sup>(Fig. 1.2)も代表例の一つと言える.



Fig. 1.1 MAV<sup>(3)</sup>

Fig. 1.2 火星探査航空機<sup>(6)</sup>

低  $Re$  数領域では、翼の性能を示す代表的な無次元数である揚抗比(Lift/ Drag :  $L/D$ )が急激に低下することが知られている。Fig. 1.3 に示すように、表面が滑らかな翼型は  $Re=10^5$  を下回ると最大揚抗比が著しく低下する<sup>(7)</sup>。これは  $Re$  数の低下により、粘性力の影響が顕著になり、翼面上で層流剥離が起こりやすいことや粘性抵抗が増加することなどが原因であると考えられる。これに加え、低  $Re$  数領域の特徴として後述の剥離泡の形成が挙げられる。この剥離泡の形成・崩壊に伴う翼面上の圧力分布の変化は空力特性の非線形性の主要因となる<sup>(8,9)</sup>ことから、剥離泡の挙動が低  $Re$  数翼型の空力特性を特徴づけると言える。この剥離泡の挙動は翼型形状だけでなく迎角変化、 $Re$  数変化に大きく依存する。そのため低  $Re$  数領域では、高性能な低  $Re$  数翼の空力設計において剥離泡挙動の正確な予測は重要な課題であると言える。

Fig. 1.3 最大揚抗比に対する  $Re$  数効果<sup>(7)</sup>

## 1.2 低 $Re$ 数領域における流体特性

### 1.2.1 早期の層流剥離と剥離せん断層の乱流遷移

低  $Re$  数領域の流体特性として早期の層流剥離と剥離泡の形成が挙げられる。これらの流れ場に関して李家らが多くの研究を行っている<sup>(10-12)</sup>。低  $Re$  数領域における翼面上の代表的な流れ場を Fig. 1.4 に示す。一様流の中にある翼型が低迎角であるときは層流が保たれるが、迎角を上げていくと層流剥離を生じ、剥離せん断層を形成する。低  $Re$  数領域では粘性の影響が大きくなるため、高  $Re$  数領域に比べて早期に層流剥離が生じやすい。また、層流剥離し、剥離せん断層を形成すると  $Re = 10^4 \sim 10^5$  オーダーでは剥離せん断層内で非粘性不安定である Kelvin-Helmholtz (KH) 不安定が生じ、剥離せん断層が乱流遷移する。この乱流遷移により、層流剥離した流れが再付着する場合がある。この層流剥離点と再付着点の間の剥離領域は剥離泡と呼ばれる。

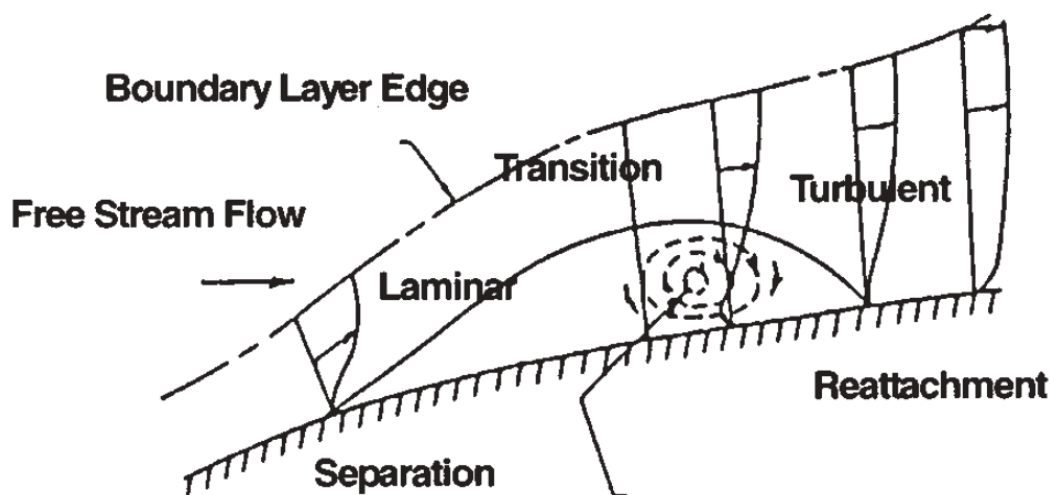


Fig. 1.4 翼上面で形成される剥離泡<sup>(10)</sup>

Fig. 1.5 に剥離せん断層の乱流遷移における渦構造の模式図を示す<sup>(13)</sup>。層流剥離した剥離せん断層はせん断層内の KH 不安定によって KH roll と呼ばれる孤立した渦に巻き上がる。この KH roll はスパン方向に軸を持つ 2 次元渦である。これらの渦が合体を繰り返すことによって、下流になるほど渦の大きさと循環が増加する。さらに下流に移動すると KH roll は歪みを生じ、 $\Lambda$  型の渦構造に変化することで流れが 3 次元化する。このようにコヒーレント構造が小規模な構造に崩壊することで剥離せん断層は再付着点付近で乱流へと遷移する。

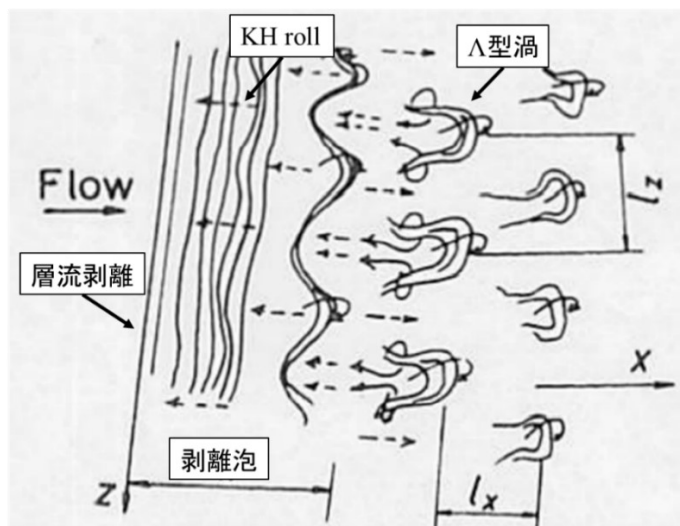


Fig. 1.5 乱流遷移における渦構造の変化<sup>(13)</sup>

剥離泡の形成過程は  $Re$  数変化にも大きく依存する. Lee らは Large Eddy Simulation (LES) を用いて  $Re = 5,000 \sim 20,000$  の範囲で矩形平板翼における前縁剥離泡の  $Re$  数依存性を評価している<sup>(14)</sup>. Fig.1.6 に各  $Re$  数条件下での矩形平板翼における渦構造を示す.  $Re$  数が  $Re = 11,000$  より大きくなると, 前縁で層流剥離した剥離せん断層から KH 不安定により KH roll によるスパンワイズの 2 次元的な渦が放出されるが, 下流側で 2 次元性が崩れ, 3 次元的な渦構造へと変化することで乱流遷移する. しかし,  $Re = 6,100$  では剥離せん断層から放出された 2 次元渦が 3 次元構造へと変化することなく, 下流まで 2 次元性を維持する. つまり  $Re = 6,100$  では前縁から層流剥離した流れが乱流遷移することなく層流のまま再付着し, 剥離泡を形成する. このように剥離泡の形成過程は  $Re$  数に大きく依存している.

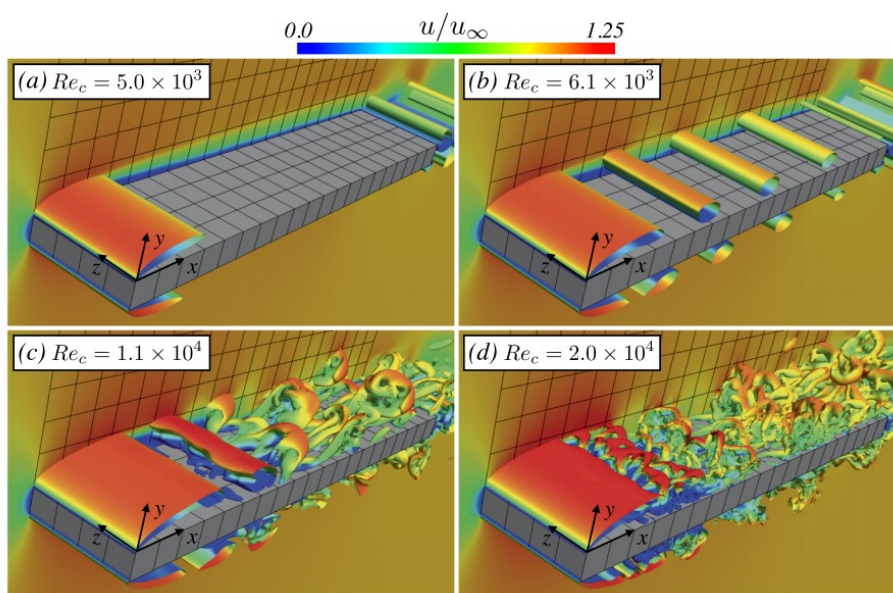


Fig. 1.6 矩形平板翼における渦構造<sup>(14)</sup>



## 1.2.2 剥離泡の特徴

Fig. 1.7 に剥離泡が形成される翼面上の表面圧力分布の特徴を示す<sup>(15)</sup>. 翼面上で剥離泡が形成されると層流剥離を生じた後, 圧力一定の領域を作る. この領域は流れがほとんど静止している領域 (死水域) であり, 翼面上で負圧を高く保つ. そのため剥離泡が形成される流れ場では急激な揚力上昇がみられ, 剥離泡は非線形揚力上昇の原因となる. その後層流から乱流への遷移点から急激な圧力回復を示し, 再付着点へ至るといった圧力分布を見せる. この領域では乱流遷移により, 自由流からせん断層内に運動エネルギーが供給される<sup>(16, 17)</sup>. これにより圧力分布は急激に回復する. このように翼面上に剥離泡が形成されると特徴的な圧力分布を示す.

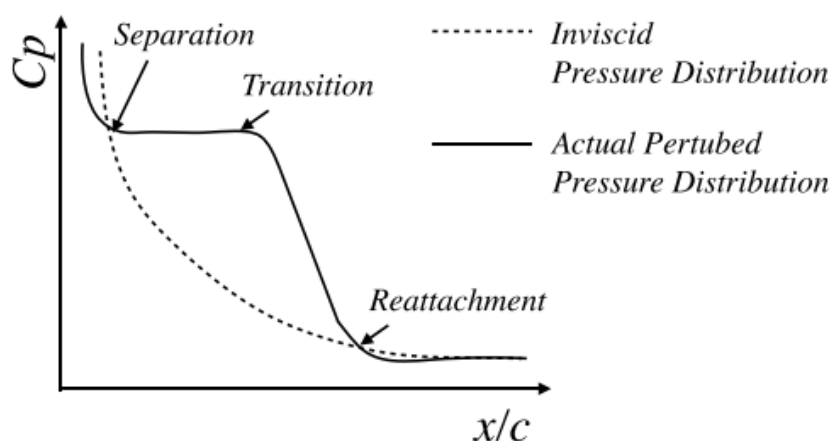


Fig. 1.7 翼面上の圧力分布<sup>(15)</sup>

剥離泡が形成される迎角領域から徐々に迎角を大きくしていくと, 再付着していた流れ場が突如再付着しなくなり, 翼上面の流れ場が剥離せん断層で覆われる場合がある. この現象は剥離泡の崩壊(burst)と呼ばれる. このような剥離泡の崩壊は揚力の急激な減少 (翼型前縁失速) を引き起こす可能性がある. このように剥離泡の形成・崩壊は空力特性の非線形性や失速特性に大きく影響を与えるため, 低  $Re$  数航空機の安定した飛行を実現させるためには剥離泡の挙動予測が必要不可欠である.

加えて, 剥離泡の挙動は翼型形状にも依存する. Schmitz ら<sup>(7, 18)</sup>は高性能な低  $Re$  数翼型の幾何学的特徴を示しており, 上面がフラットであることや下面にキャンバーを持つことなどに加え, 前縁が尖っていることを挙げている. 鋭い前縁形状は剥離点を前縁に固定し, 翼上面での剥離泡の挙動に対する  $Re$  数依存性を低減させることができる. その結果, 揚力曲線の  $Re$  数依存性が抑制でき, 空力モデルの予測を容易にする. 現在, 火星探査航空機の主翼では, Schmitz が提唱する幾何学的特徴に近い形状である石井翼型が採用されている. 石井翼型に関する空力特性及び流体メカニズムについては, これまで風洞実験・数値計算の両面から詳細に研究が行われ<sup>(19)</sup>, 揚力非線形性の小さく, 高い揚抗比を持つ優れた空力性能を示している.

### 1.2.3 主流乱れ強さの影響

剥離泡の挙動に影響を与えるもう一つの因子として式(1.2)に示す主流乱れ強さ( $T_i$ )が挙げられる<sup>(20-22)</sup>.

$$T_i = \frac{u'_{rms}}{U_\infty} \quad (1.2)$$

ここで $U_\infty$ は主流平均速度であり， $u'_{rms}$ は主流の速度変動成分の二乗平均平方根(RMS)である．Wang らは  $Re = 5,300 \sim 20,000$  の条件下で NACA0012 翼の空力性能と流れ場の両方に対する  $T_i$  の影響を評価した<sup>(22)</sup>．Fig. 1.8 に示すように  $T_i$  の増加に伴い，剥離点が後縁側へ移動することや，再付着点が前縁側へ移動する．さらに流れ場の変化に伴い最大揚力係数が増加することや抗力係数が増加するといった空力性能への影響が現れる．しかし，これらの現象は， $T_i$  が剥離点と剥離せん断層の乱流遷移の両方に影響を与えたことに起因する．そのためそれぞれの影響を切り分けて評価することが困難である．

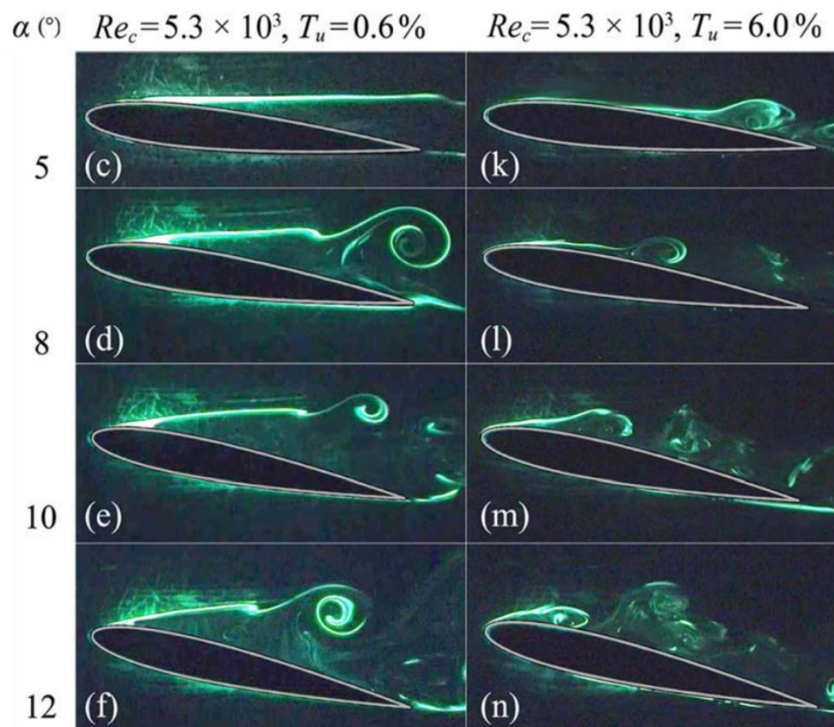


Fig. 1.8 NACA0012 翼周りの流れ場<sup>(22)</sup>

翼型のような付着流の逆圧勾配によって剥離する剥離せん断層の乱流遷移に対する  $T_i$  の影響について多くの研究が行われている<sup>(23-25)</sup>．Simoni らは  $Re = 40,000 \sim 90,000$  の条件下で PIV 計測を用いて逆圧勾配により平板上に形成される剥離泡の構造に対する  $T_i$  の影響を評価した<sup>(23)</sup>．彼らは Fig. 1.9 に示すように  $Re$  数及び  $T_i$  が増加すると剥離泡が減少し，特に  $Re = 90,000$ ， $T_i = 2.87\%$  の条件では剥離泡が観測されないことを示している．さらに詳細な周波数解析を行い，剥離泡を形成するすべての条件で，KH 不安定による特徴的な渦放出周波数ピークを観測

した. さらに Balzar らは, 前縁が丸い平板上の逆圧勾配による剥離せん断層に対する  $0.05 \sim 2.5\%$  の  $T_i$  の影響を Direct Numerical Simulation (DNS) を用いて評価した<sup>(25)</sup>. Fig. 1.10 に示すように  $T_i = 2.5\%$  の条件では, 剥離点の上流側に Klebanoff mode と呼ばれる境界層のストリークが明瞭に現れる. 彼らは  $T_i$  が増加すると, このストリークと KH roll の歪みの相互作用により, 3次元構造への崩壊を早め, 乱流遷移を早めることを示した. しかし, 逆圧力勾配によって剥離する剥離せん断層では,  $T_i$  が増加しても KH 不安定によって乱流遷移するという遷移過程は依然として存在する.

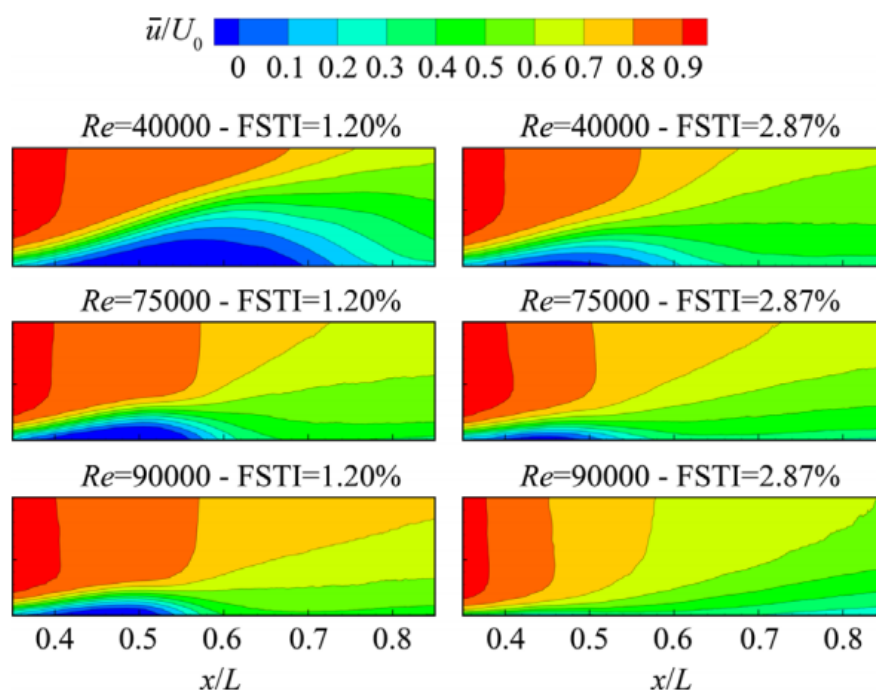


Fig. 1.9 逆圧勾配によって剥離する平板上の流れ場<sup>(23)</sup>

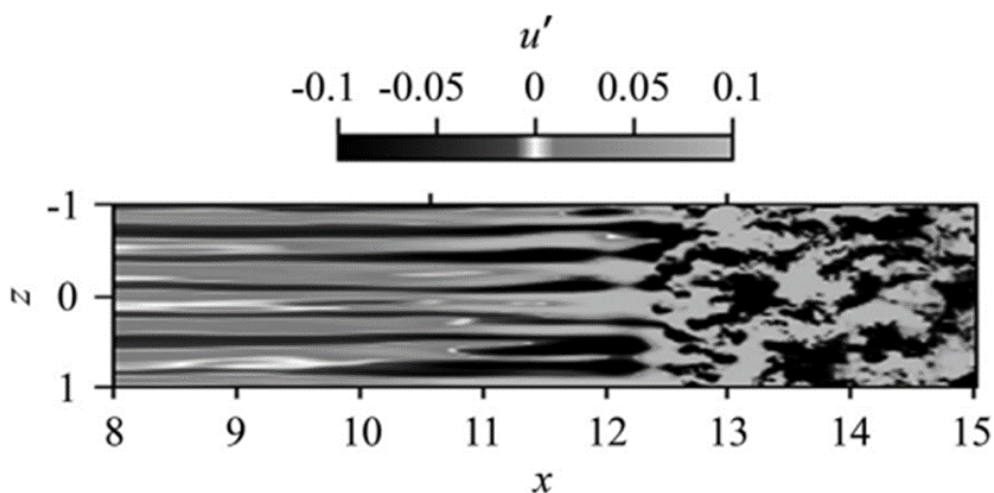


Fig. 1.10 平板上のストリーク構造<sup>(25)</sup>

対照的に、幾何学的形状によって強制的に剥離する剥離せん断層の乱流遷移に対する  $T_i$  の影響に関する研究例は数少ない。Yang らは平板厚さを代表長さとして、 $Re_H=6,500$  の条件で矩形平板における 2% の  $T_i$  の影響について LES を用いて調査した<sup>(26)</sup>。彼らは  $T_i=2.0\%$  の条件では乱れがない場合<sup>(27)</sup> に比べ、乱流遷移を早め剥離泡の長さが 14% 減少することを示した。さらに Langari らは、LES を用いて  $Re_H=3,450$  における前縁に丸みを帯びた長い平板周りの流れ場に対する大きな  $T_i$  ( $T_i=5.6\%$ ) の影響を調査した<sup>(28)</sup>。Fig. 1.11 に平板上の渦構造の変化を示す。 $T_i=0.20\%$  ではスパン方向に KH roll が生成され、 $\Lambda$  型の渦に変化することで乱流遷移している様子が見られる。しかし、 $T_i=5.6\%$  では 2 次元の KH roll が現れず、スパン方向の不規則性が剥離直後に剥離せん断層に現れる。これにより、2 次元の KH roll を形成する遷移過程をバイパスすることで 3 次元構造が急速に形成され、乱流化を促進する。このように  $T_i=5.6\%$  では、KH 不安定による遷移過程をバイパスするバイパス遷移が発生する。したがって、乱流遷移に対する  $T_i$  の影響は、前述の逆圧力勾配に起因する剥離せん断層と幾何学的に起因する剥離せん断層の間に違いが生じる。

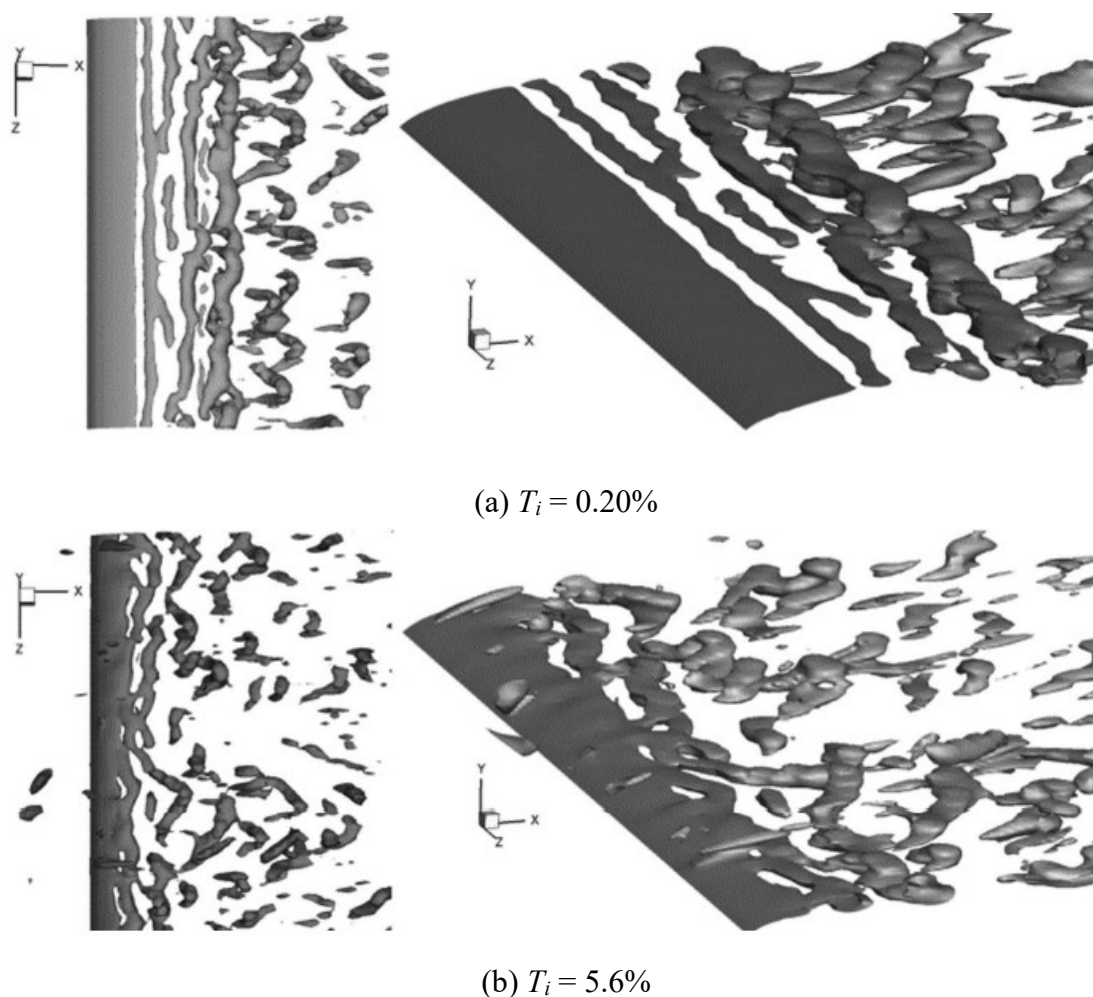


Fig. 1.11 平板上の渦構造<sup>(28)</sup>

## 1.2.4 主流乱れ強さの影響における残された課題

これまで剥離泡の挙動及び空力性能に対する  $T_i$  の影響は NACA0012 翼のような前縁半径の大きな翼型について研究が行われてきた<sup>(20-22)</sup>。しかし前述のように、前縁半径の大きな翼型を用いた試験では、 $T_i$  が剥離点と剥離せん断層の乱流遷移の両方に影響を与えるため、それぞれの影響を切り分けて評価することが困難である。そのため本研究では対象模型として、現象をより単純化できる矩形平板翼、及び前縁半径が小さく低  $Re$  数領域で高性能な翼型である石井翼型を採用した。矩形平板翼は前縁が矩形であるため、流れが前縁で剥離し、剥離点を前縁に固定することができる。そのため  $T_i$  の剥離せん断層の乱流遷移に対する影響にのみ焦点を当てることができ、剥離泡に対する  $T_i$  の影響の詳細なメカニズムの解明が期待される。

矩形平板翼のような幾何学的形状により剥離する剥離せん断層に対する  $T_i$  の影響は、前述のように Yang らや Langari らによって研究が行われている<sup>(26, 28)</sup>。しかしながら両者とも  $Re_H \geq 3,450$  と比較的高い  $Re$  数領域で行われている。Lee らが示すように、 $Re = 5,000 \sim 20,000$  ( $Re_H = 250 \sim 1000$ ) の非常に低い  $Re$  数領域では、矩形平板翼における剥離泡の渦構造が  $Re$  数変化に大きく依存する<sup>(14)</sup>。特に  $Re$  数が  $Re = 6,100$  ( $Re_H = 305$ ) よりも小さくなると層流剥離した流れが乱流遷移することなく層流のまま 2 次元的に再付着する。そのため、このような非常に低い  $Re$  数領域では、剥離泡の渦構造が  $T_i$  に対しても大きく依存すると予想され、学術的に非常に興味深い。しかしながら、 $Re \leq 20,000$  のような低い  $Re$  数領域において、矩形平板翼の剥離泡に対する  $T_i$  の影響の詳細は解明されておらず、課題が残されている。

また低  $Re$  数領域で高性能な翼型とされ、火星探査航空機の主翼として採用される石井翼型に対する研究は、非常に乱れの小さい風洞や数値計算によって行われてきた。しかし、火星大気はダストストームに代表されるように、大きな  $T_i$  を持つことが想定される。そのため、より実用的な環境を考える上で空力性能に対する  $T_i$  の影響を評価しておく必要がある。

## 1.3 研究目的

以上の研究背景から、本研究では、低  $Re$  数領域において  $T_i$  を変化させ、矩形平板翼及び石井翼型の剥離泡の挙動、並びに空力性能に対する  $T_i$  の影響を評価することを目的とする。

本章では、研究背景と研究目的について述べた。本論文の構成は以下のようになっている。

第 2 章では、実験方法及び実験条件について述べる。

第 3 章では、数値解析手法及び解析条件について述べる。

第 4 章では、流れ場に対する主流乱れ強さの影響について述べる。

第 5 章では、空力性能に対する主流乱れ強さの影響について述べる。

第 6 章では、結論を述べる。

## 第 2 章 実験方法及び実験条件

### 2.1 実験装置

#### 2.1.1 低速低騒音風洞

##### 2.1.1.1 風洞構成

本実験で使用した低速低騒音風洞の概略図を Fig. 2.1 に、風洞仕様を Table 2.1 に示す。本風洞はゲッチンゲン型風洞であり、主に駆動部、ダクト、整流部、縮流部、測定部から構成される。測定部は開放型であり、縮流部入り口から測定部を通過後の気流吸い込み口までの区間は周囲に吸音材が張り巡らされた無響室となっている。駆動ファンは荏原製作所製の遠心多翼型 6LFU64 であり、回転速度 3600 rpm、ダクト壁面に加わる圧力(PRESS)が 900 Pa、最大排出空気量(CAP)が 131 m<sup>3</sup>/min となっている。ファンモーター(TOSHIBA、小型低圧三相かご形誘導電動機 IKK-DBK21)の定格電力は 5.5 kW、定格電圧 200 V、定格回転速度が 2890 rpm である。縮流部入口及び出口の断面寸法はそれぞれ 720mm×720 mm, 180 mm×360 mm であり、縮流比は 1/8 である。ゲッチンゲン型風洞では通風の継続にしたがって、気流温度の上昇が問題となる。そのため、駆動部によども室を設けて、よども室内の温度を空調機器で調整している。ただし、本試験では最大 12 m/s 程度の通風試験であるため、駆動ファンの回転速度も低く、連続運転時の気流の温度上昇の影響はほとんどない。測定部断面は 180 mm×360 mm であり、縦横方向は計測に応じて縮流胴を 90 度回転させて調整する。本試験では 2 次元翼模型を対象としているため、測定部入り口から下流には両端に 473 mm×600 mm のアクリル製の側壁を設置し、測定部内で 2 次元流れを実現した。通風可能な流速範囲は 2 m/s ~ 33 m/s であり、一様流領域は 4% ~ 96% である。



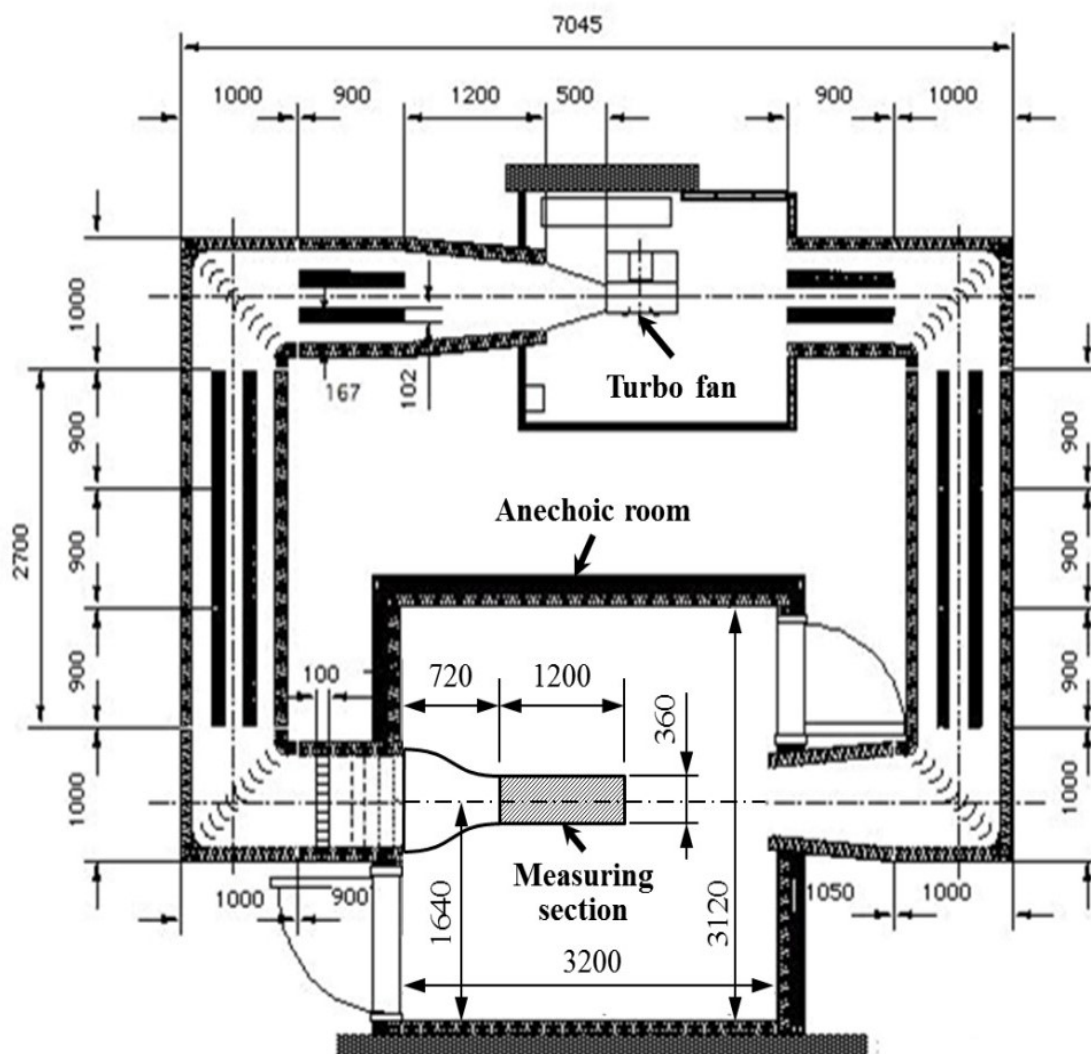


Fig. 2.1 低速低騒音風洞 概略図

Table 2.1 風洞仕様

風洞名称	ゲッチンゲン型低速低騒音風洞
駆動方式	送風機
流速範囲	2 m/s ~ 33 m/s
縮流比	8 : 1
測定部断面	180 mm × 360 mm
一様流領域	4% ~ 96%

### 2.1.1.2 風洞計測システム

本研究では気流データと空力データの同期計測を行うため、Labview によるプログラム計測を行なっている。Labview による計測システムのブロック線図を Fig. 2.2 に示す。本研究で用いる風洞計測システムでは主に、中軸型三分力微小力天秤（日章電機，LMC-3531-5N），三分力検出器用直流歪増幅器（日章電機，DSA-100A-3），微差圧計（Setra 社製 Model239，圧力レンジ：0～124.5 Pa，出力レンジ：0～5 V），Data Acquisition (DAQ)システム（National Instruments 社），Labview（National Instruments 社）の機器を用いて計測を行う。計測に使用する風洞模型の代表長さ，翼面積などを Labview に入力することにより，流速， $Re$  数等の計算値をプログラム内で演算処理し，各計算値のリアルタイム表示及び計測を行っている。

計測項目は，気流温度  $T_w$ ，総圧  $P_s$ ，密度  $\rho$ ，粘性係数  $\mu$ ，音速  $a$ ，気流動圧  $P_b$ ，流速  $U_\infty$ ，マッハ数  $M$ ，レイノルズ数  $Re$ ，中軸型三分力微小力天秤から出力される電気信号  $VF_x$ ， $VF_y$ ， $VM_z$ ，これらから得られる抗力  $F_x$ ，揚力  $F_y$ ，ピッチングモーメント  $M_z$ ，そして抗力係数  $C_D$ ，揚力係数  $C_L$ ，ピッチングモーメント係数  $C_m$  の 17 項目である。気流温度  $T_w$  と総圧  $P_s$  は測定室に設置されている気温計，気圧計により計測する。密度  $\rho$  の算出には式(2.1)の気体の状態方程式を用いる。ここで  $R$  は空気のガス定数を表す。

$$\rho = \frac{P_s}{R(T_w + 273)} \quad (2.1)$$

粘性係数の算出にはサザーランドの公式(2.2)を用いた。ここで  $\beta$  はサザーランド定数と呼ばれる物性値である。

$$\frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T_w}{T_\infty}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_\infty + \beta}{T_w + \beta}\right) \quad (2.2)$$

この式から分かるように粘性係数  $\mu$  は温度の関数であり，温度とともに増大する。非圧縮性流体では流れ場の中で粘性係数はほとんど変わらず一定値として扱うことが出来る。今回の計測では  $T_\infty = 293.15$  [K] を基準とし，空気の粘性係数  $\mu_\infty = 1.82 \times 10^{-5}$  [Pa · s]，サザーランド係数  $\beta = 117$  [K] を用いた。

測定室環境下の音速の算出には式(2.3)を用いる。 $\kappa$  は空気の比熱比を表す。

$$a = \sqrt{\kappa RT} \quad (2.3)$$

測定部の流速  $U_\infty$  の算出には気流動圧を取得する必要がある。測定部上流の縮流ノズルの入口と出口（測定部入口に相当する場所）のノズル側壁に穴を開け，気流動圧に相当する入口部の圧力  $P_1$  と出口部の圧力  $P_2$  の差圧 ( $P_1 - P_2$ ) を取得する。得られた気流動圧とベルヌーイの式(2.4)から主流速度  $U_\infty$  を算出する。

$$U_\infty = \sqrt{\frac{2(P_1 - P_2)}{\rho}} \quad (2.4)$$

以上で得られた計測値から  $M$  数， $Re$  数を算出することが出来る。 $M$  数の算出式を式(2.5)



に、 $Re$  数の算出式を式(2.6)に示す．ここで  $L$  は代表長さを表し、本研究においては翼型模型のコード長  $c$  が代表長さに相当する．

$$M = \frac{U_{\infty}}{a} \quad (2.5)$$

$$Re = \frac{\rho U_{\infty} L}{\mu} \quad (2.6)$$

$M$  数は流れ場における圧縮性の影響の程度を表しており、 $M$  数が大きい程、圧縮性の影響が増大する．一般的に  $M$  数が 0.3 より大きい時には圧縮性の影響を無視することが出来ないが本研究での  $M$  数は最大 0.03 程度であり、圧縮性の影響を考慮する必要がない．

中軸型三分力微小力天秤に設置されている翼型模型に加わる力が電気信号  $V_{F_x}$ ,  $V_{F_y}$ ,  $V_{M_z}$  として出力され、三分力検出器用直流歪増幅器によって増幅される．その電気信号を King の式を用いて抗力  $F_x$ , 揚力  $F_y$ , ピッチングモーメント  $M_z$  へと変換する．得られた抗力, 揚力, ピッチングモーメントから翼型の評価を行うために抗力係数  $C_D$ , 揚力係数  $C_L$ , ピッチングモーメント係数  $C_m$  を算出する．抗力係数, 揚力係数, ピッチングモーメント係数の算出式を(2.7), (2.8), (2.9)に示す． $S$  は翼型模型の面積を示す．

$$C_D = \frac{F_x}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S} \quad (2.7)$$

$$C_L = \frac{F_y}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S} \quad (2.8)$$

$$C_m = \frac{M_z}{\frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 S c} \quad (2.9)$$

これらの空力係数は翼型特有の空力特性を表しており、翼型の状態（迎角、形状など）や流れ場の状態（ $Re$  数や  $M$  数）に依存するが、物体の大きさや気流流速に依存しない無次元数である．そのため、 $Re$  数の相似則を用いると実物大の模型を使用せずとも実際の飛行環境を模擬し、スケールの違う航空機の空力性能が地上試験で評価することができる．本研究でもこれらの空力係数を用いて評価する．

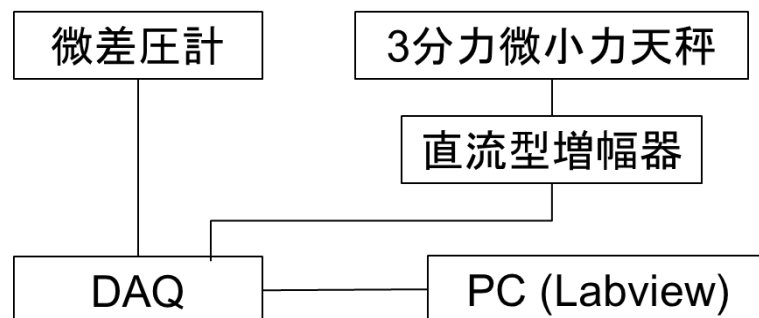


Fig. 2.2 Labview 同期計測システムのブロック線図

## 2.1.2 乱流格子

本実験では、式(2.10)に示す主流乱れ強さを変化させるために乱流格子を使用し、測定部の入口に設置した。

$$T_i = \frac{u'_{rms}}{U_\infty} \quad (2.10)$$

ここで $U_\infty$ は側壁に沿った直線流として定義される主流平均速度であり、 $u'_{rms}$ は主流の速度変動成分の二乗平均平方根(RMS)である。この乱流格子は断面が円形の丸棒を網目状に組んだものであり、丸棒の後流に発生する乱れが混ざり合うことで、ほぼ等方的な乱れを生成する。格子の選定については、辻<sup>(29)</sup>が導出した様々な格子によって生成された乱れについて成り立つ乱れのエネルギー減衰式を参考にした。辻は格子後流の乱れの減衰を支配するパラメータとして格子の Solidity Factor ( $S_F$ )、式(2.10)を採用し、あらゆる格子に対しても成り立つ乱れのエネルギー減衰式(2.11)を導出した。

$$S_F = \frac{M^2 - (M - d)^2}{M^2} \quad (2.11)$$

$$\frac{U_\infty}{u'_{rms}} = \sqrt{(335 - 570S_F) \left( \frac{x'}{M} - 15 \right)} \quad (2.12)$$

ここで、 $d$ は格子の直径、 $M$ は格子間隔、 $x'$ は格子からの距離である。本実験で使用した格子は、ステンレス製で、直径 1.2 mm、格子間隔 8.46 mm であり、式(2.11)から計算される  $T_i$  の予測値は 1.19% である。実験で使用した格子の模式図を Fig. 2.3 に、写真を Fig. 2.4 に示す。

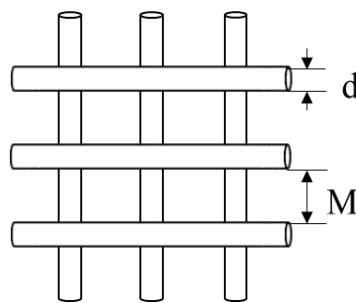


Fig. 2.3 乱流格子模式図

I 型プローブ及び X 型プローブの熱線流速計を用いて計測した乱流格子の主流乱れの特徴を Table 2.2 に示す。計測された  $T_i$  は 1.26% であり、上述の予測値とよく一致する。 $u'_{rms}/v'_{rms}$  で示される乱れの等方性は 1.26 であり、準等方的な主流乱れが生成されている。ここで  $v'_{rms}$  は主流に対して垂直方向の速度変動成分の RMS 値である。

また乱流の渦スケールを評価する為に積分特性距離をテイラーの凍結仮説に基づいて<sup>(30)</sup>式(2.13)より算出した。

$$L_u = U_\infty \int_0^{\tau_0} R_u(\tau) d\tau \quad (2.13)$$

ここで $R_u$ は単一点における主流速度変動の自己相関関数、 $\tau$ は時間間隔、 $\tau_0$ は $R_u$ が初めて0となる時間間隔 $\tau$ である。式(2.13)から求められる $L_u$ は $0.074c$ である。

主流乱れの周波数特性を Fig. 2.5 に示す。格子の有無を比較すると格子の挿入によってパワースペクトルが増加していることがわかるが、いずれの条件でも特定の周波数ピークは検出されず、特定の周波数を持つ乱れは生成されていない。

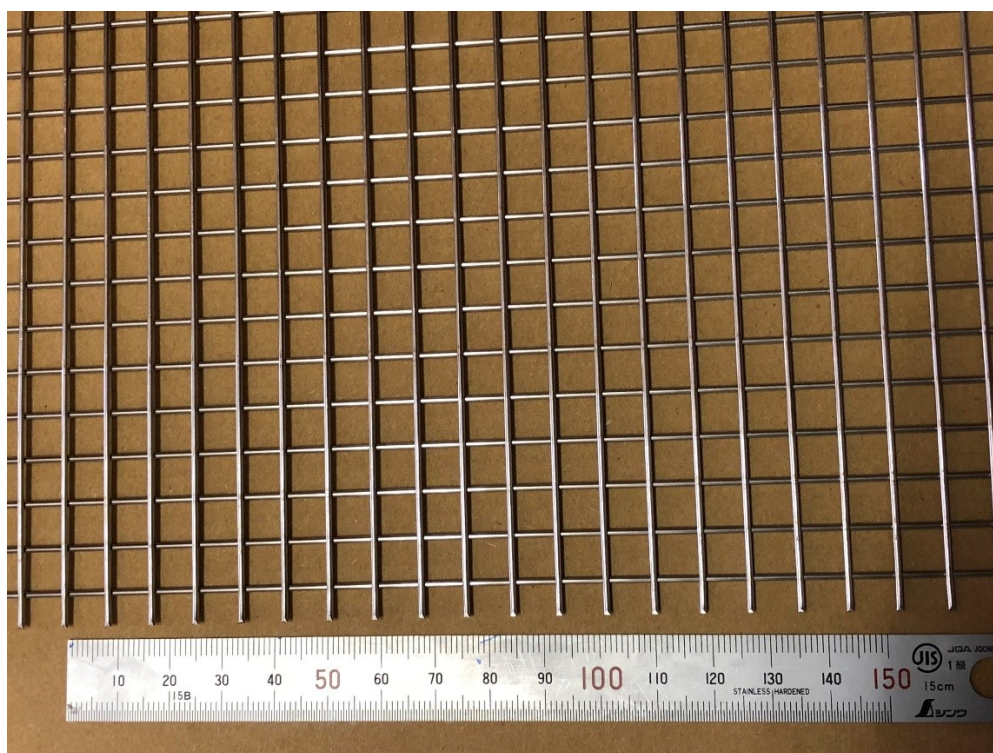


Fig. 2.4 乱流格子写真

Table 2.2 主流乱れ特性

格子	$T_i$ 予測値 [%]	$T_i$ 計測値 [%]	$u'_{rms}/v'_{rms}$	$L_u/c$
なし		0.20	1.12	
あり	1.19	1.26	1.26	0.074

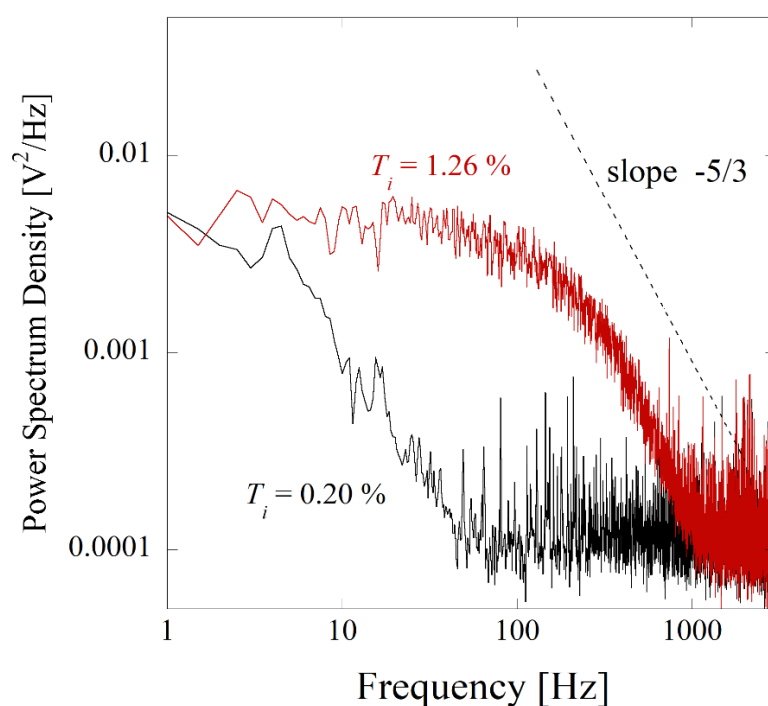


Fig. 2.5 主流乱れ周波数特性

### 2.1.3 風洞模型

実験で使用した矩形平板翼及び石井翼型のプロファイルを Fig. 2.6 に、写真を Fig. 2.7 に示す。図の横軸  $x$  は翼弦線上の前縁からの距離を、 $y$  は翼弦線からの高さを、 $c$  はコード長を表している。矩形平板翼の材質はアルミニウムで、表面粗さは算術平均粗さ  $Ra = 3.2 \sim 6.3 \mu\text{m}$  となる並仕上げとなっている。また断面はシャープエッジ形状になるように作成されている。石井翼型は光造形を用いて作成されており材質はレジンである。ともにコード長( $c$ )は 80 mm, スパン長は 180 mm であり、アスペクト比 (スパン長/コード長) は約 2.3 である。

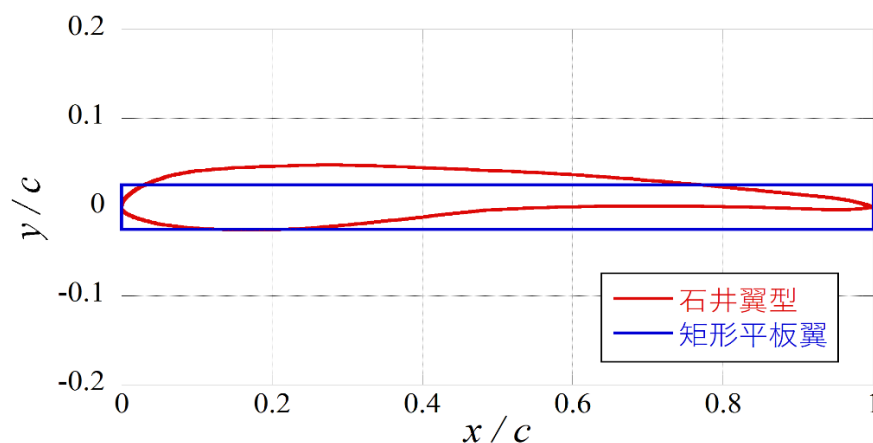
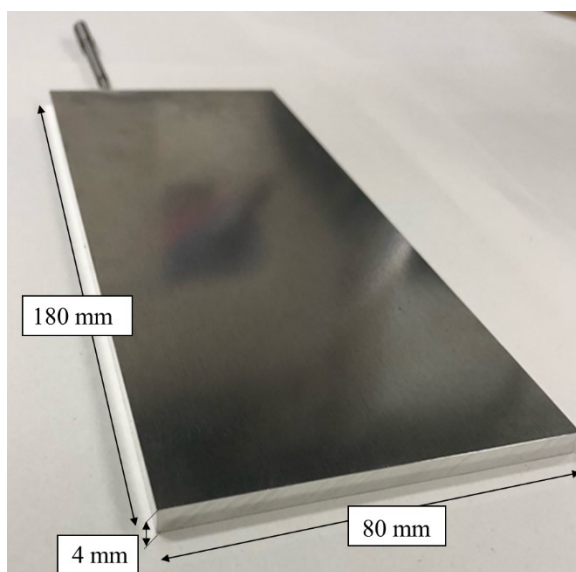
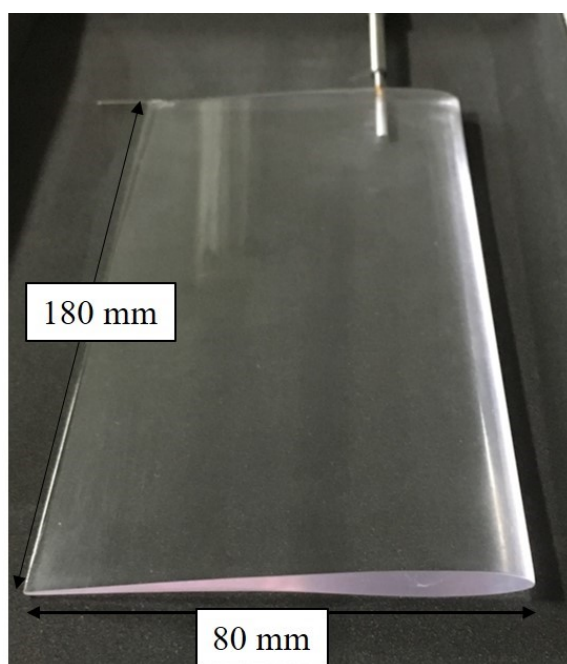


Fig. 2.6 翼型プロファイル

本研究は模型の両端に側壁を設置した 2 次元計測である。しかし、側壁付近では模型と側壁との干渉により、翼面上の流れの 2 次元性が崩れる。模型のアスペクト比が小さい場合、側壁付近の流れの 3 次元性が空力計測に影響を与えることが懸念される。過去の多くの計測例<sup>(31)</sup>から、低速流れではアスペクト比が 2 以上で風洞相関が得られている<sup>(32)</sup>ことから、本研究でもこれを踏襲し、翼型のアスペクト比は 2 以上に設定した。模型固定用のシャフトは風洞模型の前縁から  $x/c = 0.25$  の位置に取り付けている。



(a) 矩形平板翼



(b) 石井翼型

Fig. 2.7 翼型模型写真

## 2.2 実験方法及び実験セットアップ

本試験では PIV 計測，スモークワイヤ法，熱線流速計を用いた速度分布計測による可視化計測及び空力計測を行った．可視化試験，空力計測試験は同一風洞で行い，測定部の設定を変えて計測をしている．各計測は同時計測ではなく，同一のセットアップでそれぞれ実施している．乱流格子は測定部の入口にクランプを用いて固定した(Fig. 2.8)．縮流ノズル中央ラインと，下流にマーキングした中心に相当する点をレーザー墨出し器によって結び，ライン上に翼型模型の前縁後縁を合わせることで迎角 0 deg を設定した．その後の迎角変更は模型シャフトにステッピングモーター (Oriental Motor 社製，RKS545AAD-PS7.2) をとりつけており，データ設定ソフト(Oriental Motor 社製，MEXE02) を用い，PC 上で制御し迎角変更を行っている．



Fig. 2.8 乱流格子固定図

### 2.2.1 可視化計測

#### 2.2.1.1 PIV 計測

PIV の実験セットアップ図の模式図を Fig. 2.9 に示す．トレーサー粒子はスモーク発生装置(カトウ光研, PORTA SMOKE PS2006)により発生させた．スモークは植物性油を気化させたものであり，粒形は 10  $\mu\text{m}$  程度である．光源は PIV Laser (COHERENT, VERDI G5) を使用し，出力は 5W とした．光源から放出されたレーザーは点状であるが，パウエルレンズを使用することによりシート状に変換した．パウエルレンズにはファンアングルが 7 deg のものを使用し，翼の上面側からレーザーを照射し



た. 撮影にはハイスピードカメラ(Photron, AX200)を使用し, 風洞模型の上部から撮影を行った. ハイスピードカメラには 24-85mm ズームレンズ(AI AF Zoom-Nikkor 24-85mm f/2.8-4D IF, Nikon 製)を取り付けた.

Anyoji ら<sup>(33)</sup>の行った感圧塗料を用いた平板翼の圧力分布画像(Fig. 2.10)から,  $Re = 20,000$  の条件では, 平板翼は翼端からスパン長に対して 7%前後の領域で二次元性が崩れることがわかっている. その為本試験では, 二次元性を保証するため, 測定部下面から高さ 135 mm(スパン長の 75%に相当する)の流れを可視化計測した. 模型からの光の反射を防ぐため, 高さ 135 mm 付近を黒スプレーで塗装し, 翼上面の流れ場のみを計測した.

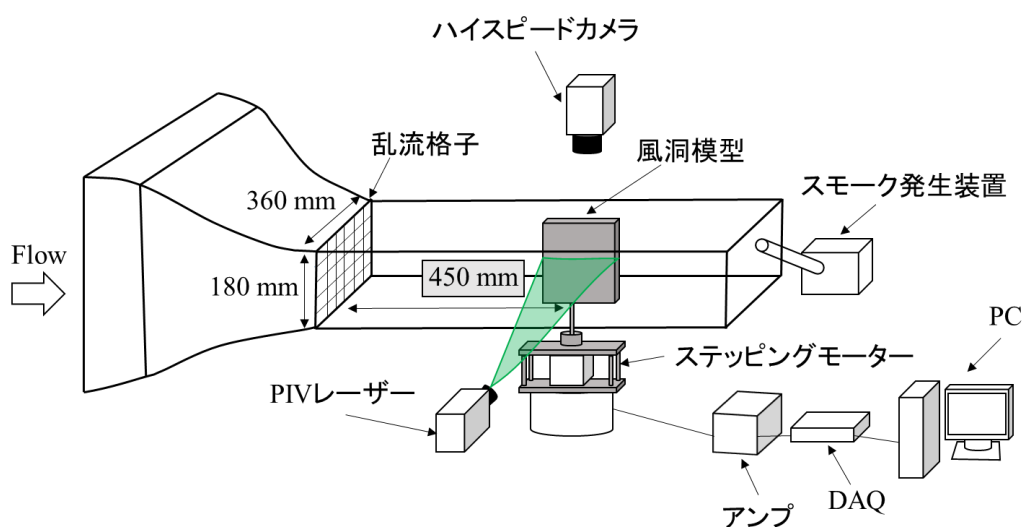


Fig. 2.9 PIV 計測 セットアップ模式図

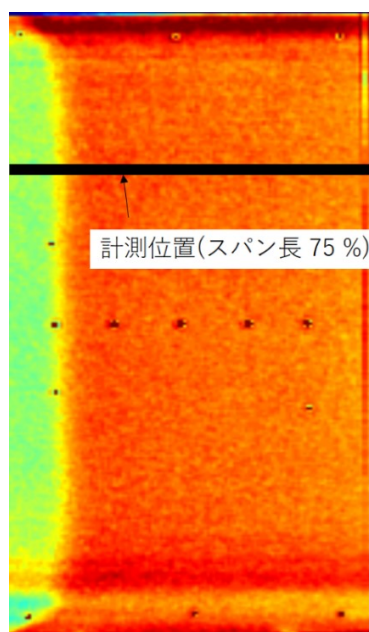


Fig. 2.10 平板翼 圧力分布( $Re = 2.0 \times 10^4$ ,  $\alpha = 0 \text{ deg}$ )<sup>(33)</sup>

### 2.2.1.2 スモークワイヤ法

スモークワイヤ法の実験セットアップ写真を Fig. 2.11 に示す。測定部入口に $\phi$  0.08 mm のニクロム線を 2 本張り、片側に重りをつけ張力をかけている。これはニクロム線に電圧をかけた際の発熱による熱膨張によってニクロム線がたわむことを防ぐためである。トレーサーには流動パラフィンを用いた。発熱用の電源調節にはボルトスライダ(山菱電機, S-130-15)を使用し、印加電圧は約 50 V とした。光源は PIV Laser(Beamtech Optonics, SDL-532-2000T)を使用し、撮影にはハイスピードカメラ(Photron, AX2000)を使用した。風洞模型の上部にハイスピードカメラを設置し、側面に光源を設置した。計測位置は PIV 計測同様、測定部下面から高さ 135 mm である。

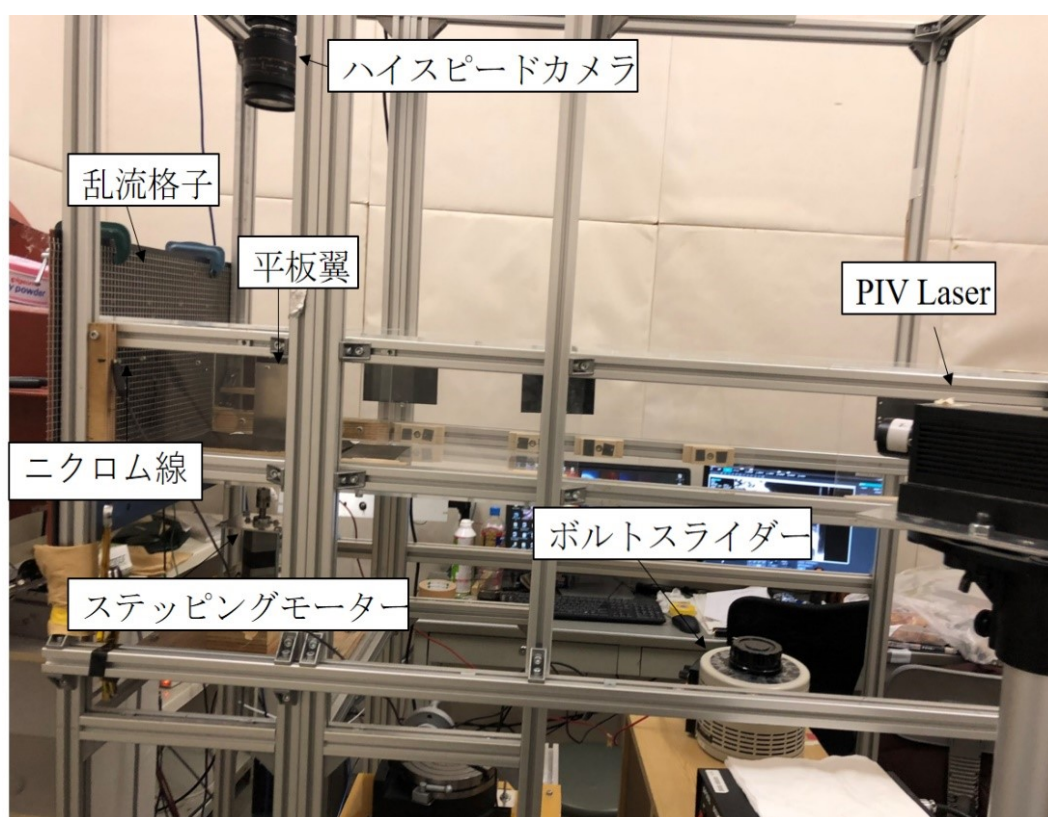


Fig. 2.11 スモークワイヤ法 セットアップ写真

### 2.2.1.3 境界層速度分布及び周波数計測

速度分布計測のセットアップ写真を Fig. 2.12 に示す。本実験では速度分布を測定するために、I 型プローブ (KANOMAX, 0251R-T5) の熱線流速計を用いた。センサ部の材質はタングステンで、直径は 5  $\mu$ m, プローブの長さ 1 mm である。熱線プローブを Constant-Temperature Anemometer(CTA)装置(KANOMAX, MODEL1010)に接続して、事前に風洞流速と熱線の電圧から King の式を用いて、各係数の値を求める校正試験を行った。主流乱れ計測において、計測の際の電子ノイズの影響を無視できない。そこでノイズの影響を除去するため、ノイズカ



ットトランスフィルタ(エヌエフ回路設計ブロック, NT-500C)を用いてデータを処理した. サンプル周波数は 10 kHz, 周波数分解能は 0.5 Hz で計測した. 高周波成分は無視できると考えられるため, ノイズカットトランスフィルタで 5 kHz のローパスフィルタをかけた. 計測点は前縁から  $x/c = 0.05 \sim 0.40$  まで  $0.05c$  刻みの 8 点で計測した. 熱線プローブの  $y$  軸方向の平行移動にはモーター(Oriental motor, ARM66MC)駆動式のトラバース装置(Oriental motor, EASM6XD030ARMC)を用い,  $x$  軸方向には手動で移動させた. また取得した流速データを Labview にて FFT 解析し, 周波数計測を行った.

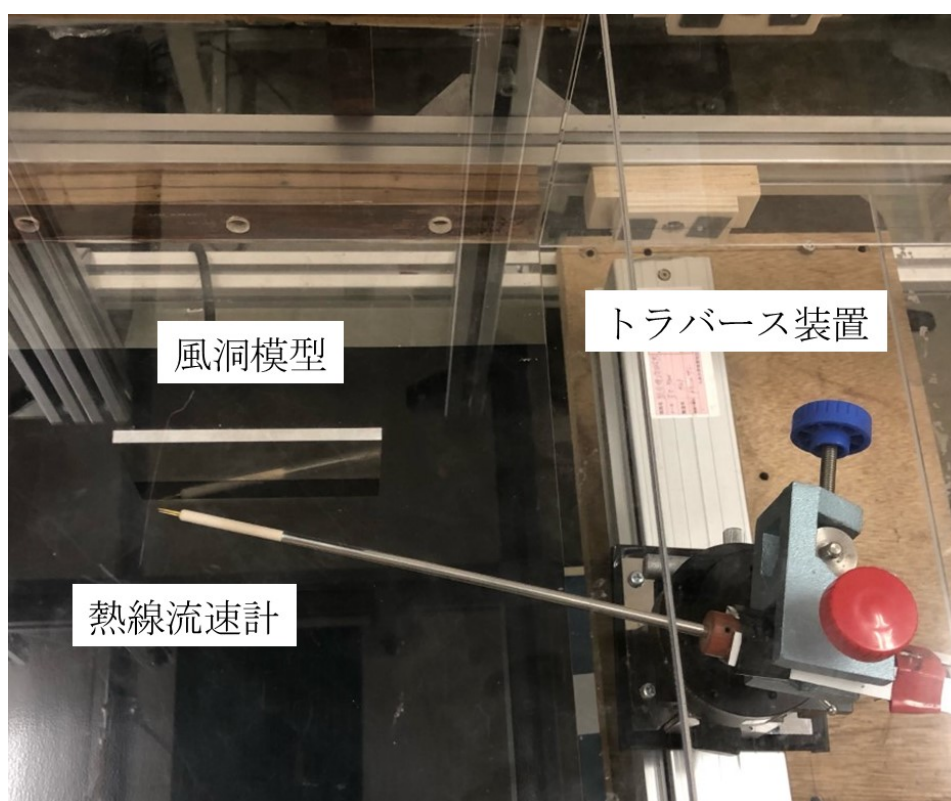


Fig. 2.12 速度分布計測 セットアップ写真

## 2.2.2 空力計測

Fig. 2.13 に空力計測セットアップ写真を示す. 風洞模型は地面に対して垂直に設置し, シャフトとステッピングモーターをカップリングで接続し, 中軸型三分力微小力天秤に接続をしている. モーターの回転軸及び三分力微小力天秤の中心軸は一致させてある. 三分力微小力天秤では模型に負荷される揚力, 抗力の 2 方向の力及びモーメントを計測している. 定格負荷は揚力, 抗力が 5 N, モーメント  $0.5 \text{ N}\cdot\text{m}$  である. 各出力とも定格出力は約  $0.5 \text{ mV/V}$  (約  $1000 \times 10^{-6}$  ストレイン) であり, 非線形性, ヒステリシスはフルスケールの  $\pm 0.2\%$  以下である. 測定時における天秤の校正には三分力検出器用二次校正器 (日章電機, CAL-100-3C) を用いて校正している. 天秤より検出された電気信号は同社製の三分力検出器用直流型歪増幅

器により増幅される。この増幅器の最大増幅度は約 20000 倍で、定格出力は $\pm 10\text{ V}$ である。増幅器から出力された信号は DAQ により A/D 変換され Labview に取り込まれる。空力計測では側壁と模型の間にわずかな隙間を設けて、側壁と模型の間で摩擦力が生じないように、両者を離して計測する必要がある。空力計測に影響を及ぼさない程度の適切な隙間は Muller らの研究例<sup>(32)</sup>を参考にして、本研究では側壁との間にスパン長の 0.5% 以下の隙間を設定した。実際にシックネスゲージを用いて模型と側壁の隙間を計測し、各迎角で上下の隙間ともにコード長  $c$  の 0.5% に相当する 0.9 mm 以下で計測を行っている。Labview では 10 Hz でデータを取得しており、1 迎角ごとに 380 サンプルを平均化している。また空力データのバックグラウンドノイズを除去するために模型に力の加わっていない無風時の揚力  $L_0$  及び抗力  $D_0$  も取得している。無風時に取得された  $L_0$  及び  $D_0$  から計測条件における動圧と翼面積の積を除し無次元化した空力計数を  $C_{L0}$ ,  $C_{D0}$  とし、通風時に取得したデータから差し引いたものを空力解析結果としている。

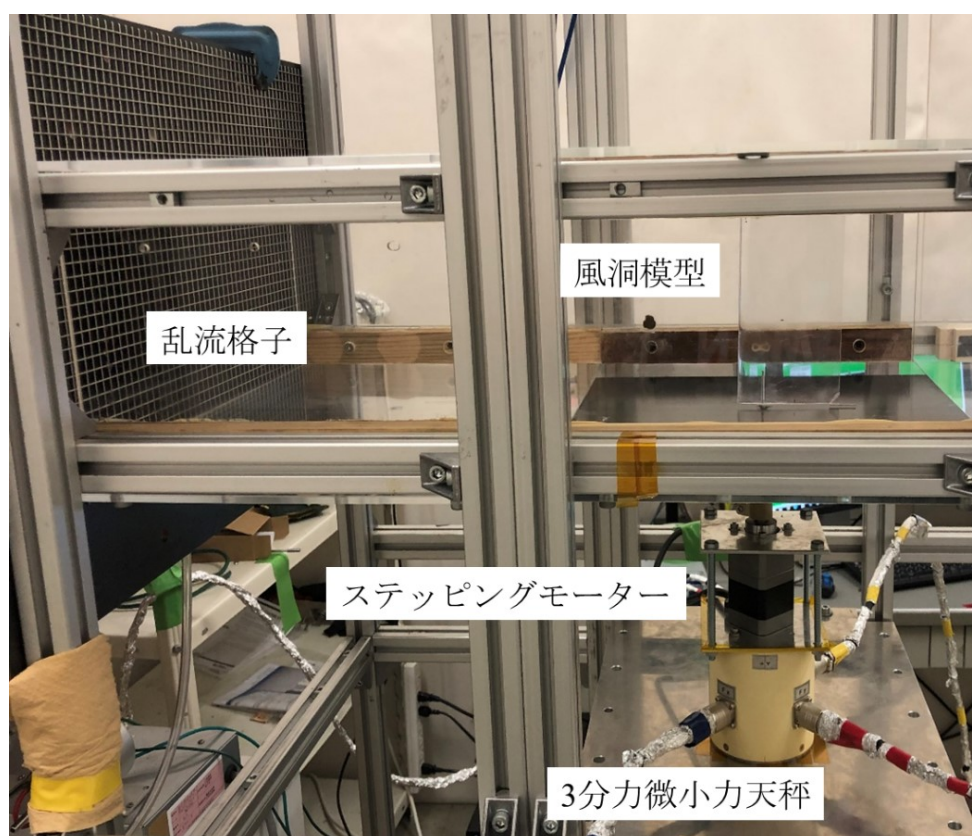


Fig. 2.13 空力計測 セットアップ写真

## 2.3 実験条件

### 2.3.1 可視化計測

可視化計測の実験条件を Table 2.3 に示す. 可視化計測は  $Re = 20,000$  の条件で行い, 迎角は  $\alpha = 0 \sim 12 \text{ deg}$  の範囲で計測した. 代表長さはコード長  $c = 80 \text{ mm}$  としている. ハイスピードカメラの撮影条件は, フレームレート  $5000 \text{ fps}$ , ピクセル解像度  $0.150 \text{ mm/pixel}$ , 解像度  $1024 \times 880 \text{ pixels}$  である. PIV 計測の計算アルゴリズムには再帰的相関法を用い, 撮影した 3000 枚の画像から平均ベクトルを算出した. 矩形平板翼周りの流れ場は PIV 計測, スモークワイヤ法, 速度分布計測を用いた可視化計測を行い, 石井翼型は PIV 計測のみを用いて可視化計測を行った.

Table 2.3 可視化計測条件表

翼型	格子	$T_i$ [%]	計測手法	$Re$ 数	迎角 [deg]
矩形平板翼	なし	0.20	PIV 計測 スモークワイヤ法 速度分布計測	20,000	0 ~ 12
	あり	1.26			
石井翼型	なし	0.20	PIV 計測		
	あり	1.26			

### 2.3.2 空力計測

空力計測の実験条件を Table 2.4 に示す. 空力計測は  $Re = 20,000, 40,000, 60,000$  の条件で計測を行った. 各  $Re$  数における主流速度はそれぞれ  $4.0 \text{ m/s}, 8.0 \text{ m/s}, 12.0 \text{ m/s}$  である. 迎角は  $-10 \sim 15 \text{ deg}$  の間を  $1 \text{ deg}$  刻みで計測を行った. また空力計測では参考として  $T_i = 1.06\%$  の条件においても計測を行った.

Table 2.4 空力計測条件表

翼型	格子	$T_i$ [%]	$Re$ 数	迎角 [deg]
矩形平板翼	なし	0.20	20,000 40,000 60,000	-10 ~ 15
	あり	1.26		
		(1.06)		
石井翼型	なし	0.20		
	あり	1.26		
		(1.06)		

## 第3章 数値解析手法及び解析条件

### 3.1 Large Eddy Simulation

#### 3.1.1 基礎方程式

本研究では Large Eddy Simulation(LES)を用いた数値解析を行った。LES では計算格子より小さい渦(SGS : サブグリッドスケール)をモデル化し、計算格子より大きな渦(GS : グリッドスケール)は直接計算する。これにより 3次元非定常流れの Navier-Stokes 方程式を直接計算する DNS (Direct Numerical Simulation) に比べ、格段に小さな計算負荷で計算することができる。非圧縮性粘性流れを規定する支配方程式は連続の式(3.1)と Navier-Stokes 方程式(3.2)である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.2)$$

ここで $\nu$ は動粘性係数( $\nu = \mu/\rho$ ,  $\mu$  : 粘性係数,  $\rho$  : 密度)である。LES の基礎方程式は Navier-Stokes 方程式に空間フィルタ(3.3)をかけたものである。

$$\bar{f}(\bar{x}) = \int f(\bar{y}) \bar{G}(\bar{x}, \bar{y}) d\bar{y} \quad (3.3)$$

$f$ は流れ場の変数であり、 $\bar{f}$ は $f$ に対して $\bar{G}$ による重み付き平均をかけたものである。 $\bar{G}$ はグリッド・フィルターでありその特性長さには格子幅が使われる。非圧縮性の連続の式(3.1)と Navier-Stokes 方程式(3.2)にフィルター(3.3)を施したものを以下の式(3.4), (3.5)に示す。

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.5)$$

式(3.5)は Filtered Navier-Stokes 方程式と呼ばれる。また $\tau_{ij}$ (3.6)は SGS 応力項と呼ばれ、対流項のフィルター操作によりカットされた SGS 成分の影響を表している。

$$\tau_{ij} = -\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (3.6)$$

式(3.6)の右辺第一項  $\overline{u_i u_j}$  は計算することができないため、SGS モデルによりモデル近似する必要がある<sup>(34)</sup>。本研究で使用した Fluent ではブシネスクの仮説を採用し、SGS 応力を式(3.7)より計算している。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (3.7)$$

ここで、 $\nu_t$ はSGSモデルの乱流動粘性係数である。SGS応力の等方性部分 $\tau_{kk}$ はモデル化されないが、フィルタリング後の静圧項に加えらる。 $\bar{S}_{ij}$ は解像スケールにおけるひずみ速度テンソルであり、式(3.8)で定義される<sup>(35)</sup>。

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.8)$$

### 3.1.2 解析手法

本研究では数値解析の実行に商用数値解析コードであるANSYS Fluentを用いた。またSGSモデルにはDynamic Smagorinsky-lillyモデルを用いた。これまでは、LESのSGSモデルとしてSmagorinsky-lillyモデル<sup>(36)</sup>が広く用いられてきた。しかし、Smagorinsky-lillyモデルにおいては、モデル定数が流れ場に応じて変化することなく一定であり、また、壁近傍の漸近挙動を捉えることができないため、壁減衰関数を渦粘性係数に適用する必要がある。したがってSmagorinsky-lillyモデルは、局所的SGS応力の予測精度が低いという欠点があった。これらの欠点を補うため、Germanoら<sup>(37)</sup>は、モデル係数をGSの速度場の状態に応じて、時間と場所の変数として求める手法を提案した。ダイナミックSGSモデルは、格子で定義されるフィルター(テストフィルター)を仮定し、両フィルターで捕らえられる乱流挙動の相似性を利用することにより、モデル定数を空間的かつ時間的に求める手法である。

式(3.5)に示すFiltered Navier-Stokes方程式にテストフィルターをかけると式(3.9)のようになる。

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \hat{u}_i \hat{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.9)$$

式(3.9)に示す乱流応力 $T_{ij}$ はサブテストスケール(STS)応力と呼ばれ式(3.10)のように表される。

$$T_{ij} = -\widehat{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (3.10)$$

ここで、SGS応力 $\tau_{ij}$ にテストフィルターをかけることにより、SGS応力 $\tau_{ij}$ とSTS応力 $T_{ij}$ との間に式(3.11)のような関係が導かれる。

$$\zeta_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} \quad (3.11)$$

SGS応力およびSTS応力をSmagorinsky-lillyモデルを用いて近似する。Smagorinsky-lillyモデルではSGS運動エネルギーの生成と散逸が局所平衡状態にあるという仮定を導入し、渦粘性係数 $\nu_t$ を式(3.12)のように与える。

$$\nu_t = C \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \quad (3.12)$$

ここで $C$ はモデル定数、 $\Delta$ はフィルター幅の長さスケールである。これを用いてSGS応力およびSTS応力を以下のように近似する。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2C \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (3.13)$$

$$\bar{s}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad |\bar{S}| = \sqrt{2\bar{s}_{ij}\bar{s}_{ij}} \quad (3.14)$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3} T_{kk} \delta_{ij} = -2C\widehat{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} \quad (3.15)$$

$$\hat{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad |\hat{S}| = \sqrt{2\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ij}} \quad (3.16)$$

式(3.13)にテストフィルターをかけた式と、式(3.15)を式(3.11)に代入すると以下のようになる。

$$\zeta_{ij} - \frac{1}{3} \zeta_{kk} \delta_{ij} = -2CM_{ij} \quad (3.17)$$

$$M_{ij} = \bar{\Delta}^2 \left( \alpha^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} - |\bar{S}| \bar{s}_{ij} \right) \quad (3.18)$$

$$\alpha = \frac{\widehat{\Delta}}{\bar{\Delta}} \quad (3.19)$$

式(3.17)において、1つの未知数  $C$  に対して、6つの独立した方程式が存在するため、一意にモデル係数を決定することが出来ない。Lilly<sup>(38)</sup>は、最小二乗法を適用して、以下のように誤差の二乗が最小になるようなモデル係数値の決定手法を提案した。

$$Q = \left( \zeta_{ij} - \frac{1}{3} \zeta_{kk} \delta_{ij} + 2CM_{ij} \right)^2 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial C} = 2 \left( \zeta_{ij} - \frac{1}{3} \zeta_{kk} \delta_{ij} + 2CM_{ij} \right) 2M_{ij} = 0 \quad (3.21)$$

$$\therefore C = -\frac{L_{ij}}{2M_{ij}} \quad (3.22)$$

$$L_{ij} = \zeta_{ij} - \frac{1}{3} \zeta_{kk} \delta_{ij} \quad (3.23)$$

これらの式で構成される SGS モデルが Dynamic Smagorinsky-lilly モデルである。Dynamic Smagorinsky-lilly モデルは遷移過程の壁面せん断応力が DNS とかなり一致することが示されており<sup>(37)</sup>、乱流遷移に対して有効性を示している。

本研究での計算アルゴリズムには各解変数の支配方程式を収束するまで独立に逐次計算していく、分離型アルゴリズムの一種である SIMPLEC(SIMPLE-Consistent)アルゴリズムを用いた。計算における勾配の評価には最小二乗セルベース法を、圧力補完スキームには Second-Order スキームを用いた。また、運動量の離散化には有界中心差分法を用いた。これは中心差分法、中心差分法と二次精度風上差分法の混合スキーム、一次精度風上差分法で構成されている複合スキームである。時間の離散化には有界二次精度陰解法を用いた。その離散化手法を式(3.24)~(3.26)に示す。

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\varphi_{n+1/2} - \varphi_{n-1/2}}{dt} \quad (3.24)$$

$$\varphi_{n+1/2} = \varphi_n + \beta_{n+\frac{1}{2}}(\varphi_n - \varphi_{n-1}) \quad (3.25)$$

$$\varphi_{n-1/2} = \varphi_{n-1} + \beta_{n-\frac{1}{2}}(\varphi_{n-1} - \varphi_{n-2}) \quad (3.26)$$

ここで、 $n+1/2$ ,  $n$ ,  $n-1/2$ ,  $n-1$ ,  $n-2$ , はそれぞれ異なる時間レベルである。また、 $\beta_{n+1/2}$  と  $\beta_{n-1/2}$  は  $n+1/2$  レベルと  $n-1/2$  レベルにおける各変数の有界係数である。

## 3.2 解析条件

解析条件を Table 3.1 に、流体の各物性値を Table 3.2 に示す。数値解析は  $Re = 6,100, 20,000$  の 2 条件で行った。流入速度はそれぞれの  $Re$  数条件で  $1.22 \text{ m/s}$  及び  $4.0 \text{ m/s}$  である。時間ステップ( $\Delta t$ )はコード長を基準とする無次元時間( $U\Delta t/c$ )が  $8.0 \times 10^{-3}$  となるように設定した。実時間にするるとそれぞれの  $Re$  数条件で  $5.24 \times 10^{-4} \text{ s}$  及び  $1.6 \times 10^{-4} \text{ s}$  である。翼のコード長は実験に合わせ  $80 \text{ mm}$  とし、スパン長は  $24 \text{ mm}$  と設定した。また反復計算において、連続の式、各速度成分の残差が全て  $10^{-3}$  を下回ることを次の時間ステップに進むために収束条件とした。出口条件にはゲージ圧  $0$  を設定し、翼面は摩擦なしの壁面とした。またスパン長方向の境界面には周期境界条件を設定している。いずれの条件においても迎角は  $0 \text{ deg}$  に固定して解析を行った。

Table 3.1 解析条件

翼型	$Re$ 数	流入速度 [m / s]	時間ステップ [s]
矩形平板翼	6,100	1.22	$5.24 \times 10^{-4}$
	20,000	4.0	$1.6 \times 10^{-4}$

Table 3.2 計算流体物性値

密度 : $\rho$ [ $\text{kg/m}^3$ ]	粘性係数 : $\mu$ [ $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ]	温度 : $T$ [K]
1.1648	$1.8682 \times 10^{-5}$	303

解析に使用した計算格子の全体像を Fig. 3.1 に示す。解析領域は Langari らの数値解析例<sup>(28)</sup>を参考にし、前縁及び後縁から  $x$  方向に  $0.6 c$  の距離まで解析領域を作成した。 $y$  方向及び  $z$  方向にはそれぞれ  $1.5 c$ ,  $0.3 c$  の領域を設定した。



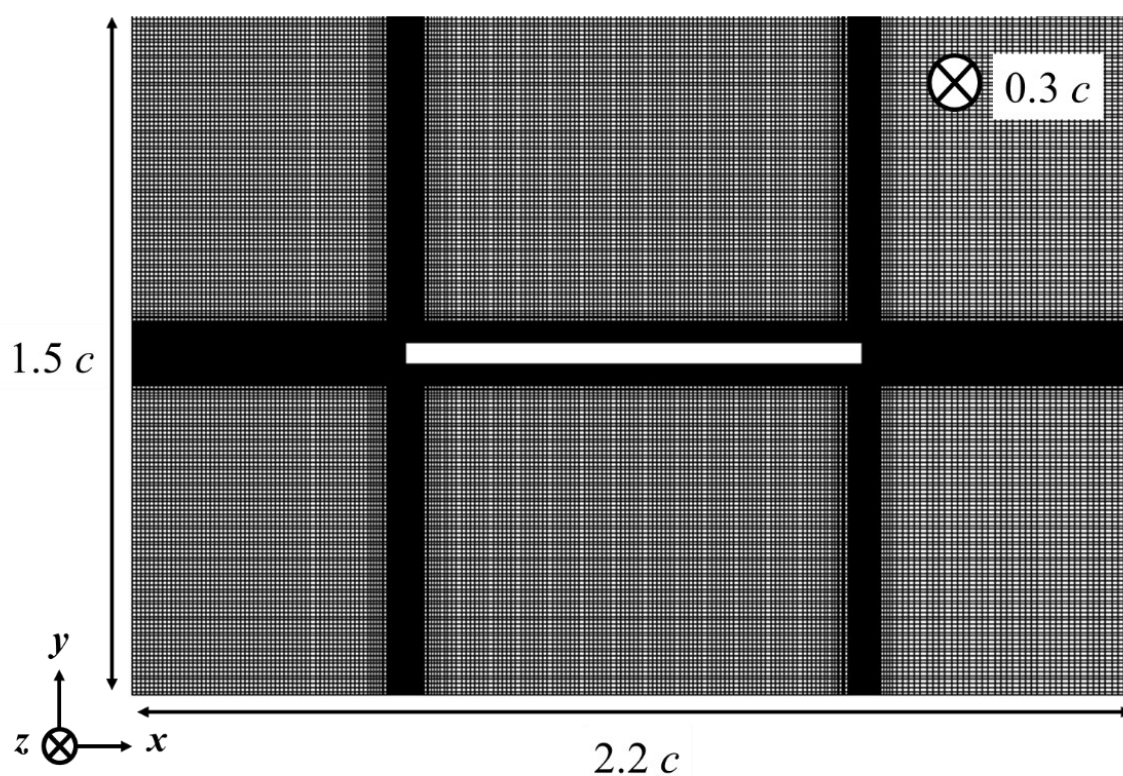


Fig. 3.1 計算格子全体図

Table 3.3 に計算格子の格子点数の詳細を示す.  $x$  方向,  $y$  方向及び  $z$  方向の格子点数をそれぞれ  $N_x, N_y, N_z$  で示す. 計算格子点数については Lee らの先行研究<sup>(17)</sup>を参考にし, 総格子点数を 7,237,188 点とした. Table 3.4 に翼の壁面上における最大格子間隔を示す. ここで  $\Delta x^+, \Delta y^+, \Delta z^+$  はそれぞれ  $x$  方向,  $y$  方向,  $z$  方向における最大格子間隔を無次元距離で表したものである. Kawai らは遷移領域におけるコヒーレント構造を解析するためには,  $\Delta x^+ \approx 36, \Delta y^+ \approx 1, \Delta z^+ \approx 15$  の解像度が必要であることを示している<sup>(39)</sup>. そのため本研究で使用した計算格子はいずれもこの基準を満たすように設定した.

Table 3.3 計算格子点数

$N_x$	$N_y$	$N_z$	総格子点数
333	288	80	7,237,188

Table 3.4 壁面上における最大格子間隔

$\Delta x^+$	$\Delta y^+$	$\Delta z^+$
11.8	0.59	5.9



本研究では  $T_i$  の影響を評価するために入口条件において、主流に乱れを与えた。Table 3.5 にそれぞれの  $Re$  数における乱れの条件を示す。  $T_i$  条件については、翼前縁において実験条件と同程度になるように乱れを与え、それぞれの  $Re$  数で  $T_i = 0.22\%$ ,  $1.45\%$  及び  $0.18\%$ ,  $1.47\%$  とした。実験における  $T_i$  条件とは、 $0.2\%$  程度の差があるが、沼田ら<sup>(40)</sup>によってこの程度の差はほとんど影響を及ぼさないことを示しているため、同等の  $T_i$  条件として扱う。  $T_i$  が低い条件を LTI, 高い条件を HTI と定義する。各 HTI 条件における積分特性長さ  $L_u$  は  $0.115c$  及び  $0.037c$  である。

Table 3.5 乱れ強さ条件

$Re$ 数	Case	$T_i$ [%]	$L_u/c$
6,100	LTI	0.22	0.115
	HTI	1.45	
20,000	LTI	0.18	0.037
	HTI	1.47	

## 第4章 流れ場に対する主流乱れ強さの影響

### 4.1 矩形平板翼の前縁剥離泡に対する主流乱れ強さの影響

#### 4.1.1 矩形平板翼周りの流れ場に対する主流乱れ強さの影響

Fig. 4.1 にスモークワイヤー法によって可視化した矩形平板翼周りの瞬間的な流れ場を示す。Fig. 4.1 では、いずれの条件においても剥離点が前縁に固定されることを明確に示しているが、再付着点を特定することは困難である。そのため再付着の詳細については、後述の PIV 計測による平均場速度分布によって評価する。

これまで多くの研究によって報告されているように<sup>(17, 28)</sup>,  $T_i = 0.20\%$ における  $\alpha = 0 \text{ deg}$  及び  $2 \text{ deg}$  では、2次元の安定した剥離せん断層が下流に進むに従って、徐々に不安定になり、最終的に2次元のコヒーレント渦が巻き上がる。これに対して、 $T_i = 1.26\%$ では、迎角に関係なく  $T_i$  の増加により剥離点直後にせん断層が不安定になる。これにより剥離せん断層から形成された乱流渦が  $T_i = 0.20\%$  に比べ、より上流側で翼表面に移流している。

Fig. 4.2 に PIV 計測によって得られた  $Re = 20,000$  における矩形平板翼周りの平均場速度分布を示す。カラーコンターは主流平均速度( $U_\infty$ )によって無次元化した各測定ポイントでの  $x$  方向の局所的な時間平均速度( $\bar{U}$ )を示している。過去の多くの研究と同様に<sup>(13, 17, 33)</sup>, 流れが前縁で剥離し、翼上面に再付着することで前縁剥離泡を形成する。ここで、流れの方向が逆流方向から再び順方向に切り替わる点を再付着点と定義し、図中に“R”で示す。Fig. 4.2 より、いずれの条件においても前縁剥離泡は  $\alpha = 8 \text{ deg}$  まで形成され、迎角が大きくなるにつれて再付着点は徐々に後縁側に移動する。これは、long bubble に分類される剥離泡の特徴である<sup>(10)</sup>。しかし、 $T_i = 1.26\%$ では、 $T_i = 0.20\%$ に比べ、再付着点は前縁側へ移動し、剥離泡の長さが減少する。さらに迎角を上げると、 $T_i = 0.20\%$ では、 $\alpha = 10 \text{ deg}$  の高迎角において、前縁で剥離した流れが翼上面で再付着せず、前縁剥離泡が後縁より下流側にまで拡大する(Fig. 4.2(f))。これに対して  $T_i = 1.26\%$ では、後縁付近で再付着が見られ、剥離泡を維持している(Fig. 4.2(m))。これより、 $T_i$  の増加は剥離せん断層の再付着を早め、高迎角においても翼上面に前縁剥離泡を保つ働きをすと言えらる。また  $\alpha = 12 \text{ deg}$  では、どちらの条件においても再付着は観測されない(Fig. 4.2(g)及び(n))。

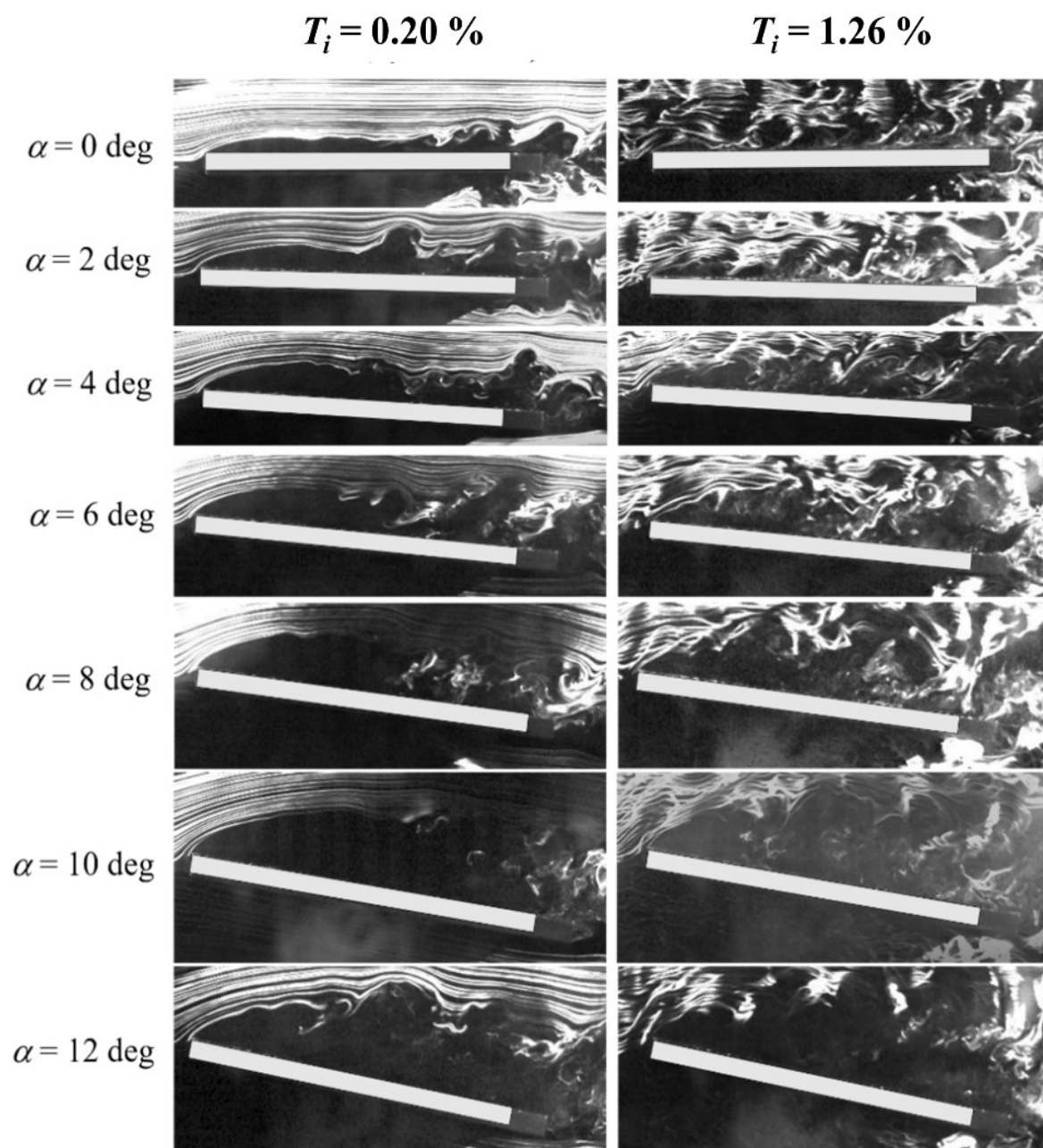


Fig. 4.1 矩形平板翼周りの瞬間的な流れ場( $Re = 20,000$ )

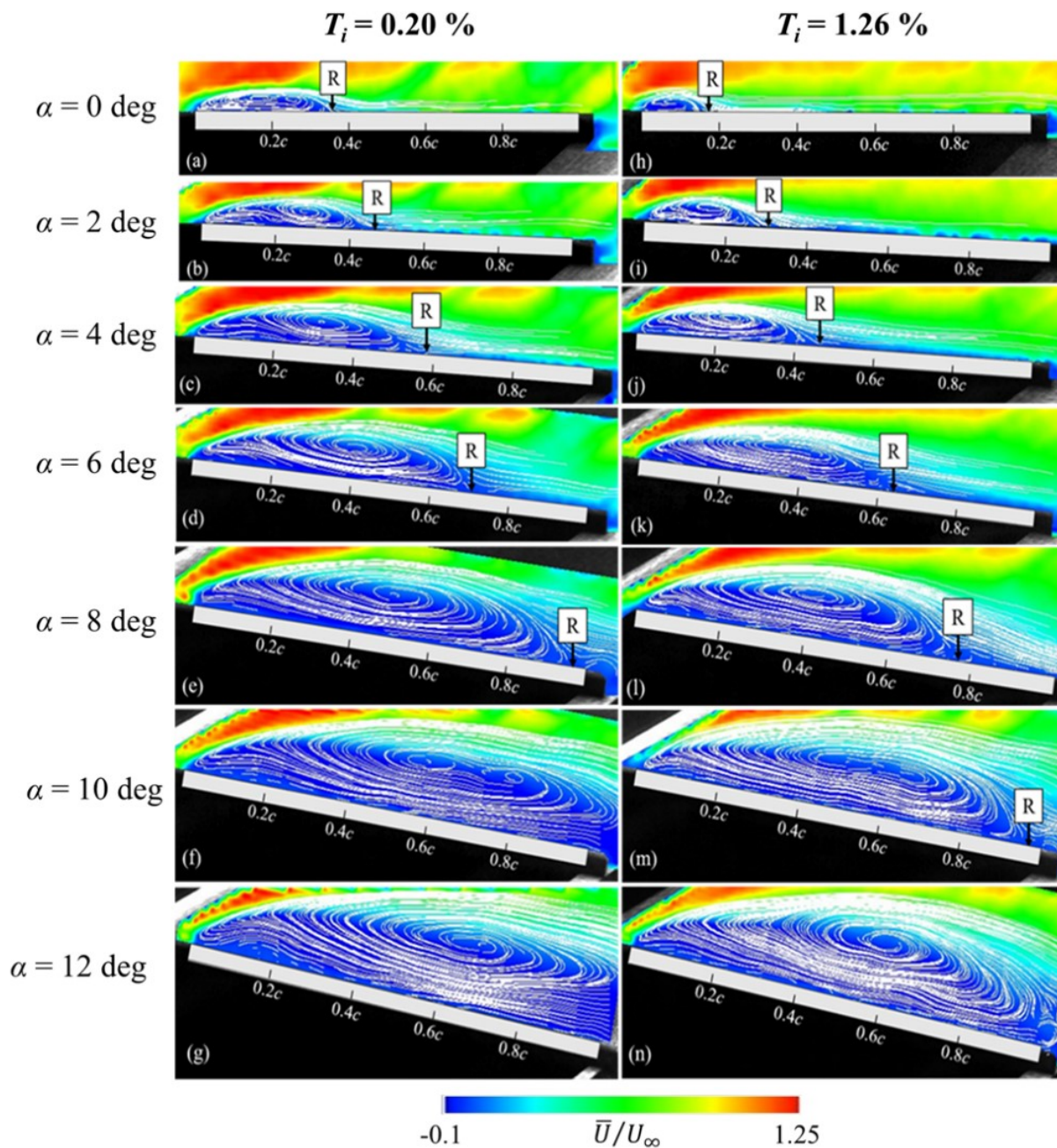


Fig. 4.2 矩形平板翼周りの平均場速度分布( $Re = 20,000$ )

Fig. 4.3 に  $\alpha = 0$  deg における  $T_i = 0.20\%$  と  $T_i = 1.26\%$  の乱流運動エネルギー (TKE) 分布の比較を示す。Lee らの行った LES の結果<sup>(17)</sup>によると、剥離せん断層から形成された 2 次元のコヒーレント渦は、3 次元乱流構造に変形する。TKE は、2 次元コヒーレント構造の剥離せん断層では非常に小さい値を示すが、3 次元乱流構造が発生する場所で大きくなる。このような 3 次元乱流構造が発生する現象を剥離せん断層の乱流遷移と定義し、図中に“T”で示す。Fig. 4.3 より、3 次元乱流構造が  $T_i = 0.20\%$  及び  $T_i = 1.26\%$  において、それぞれ  $x/c = 0.25$  及び  $x/c = 0.12$  付近で発生することがわかる。この結果から  $T_i$  の増加により、剥離せん断層の 2 次元性構造の 3 次元乱流構造への変形を早め、乱流遷移を促進すると言える。

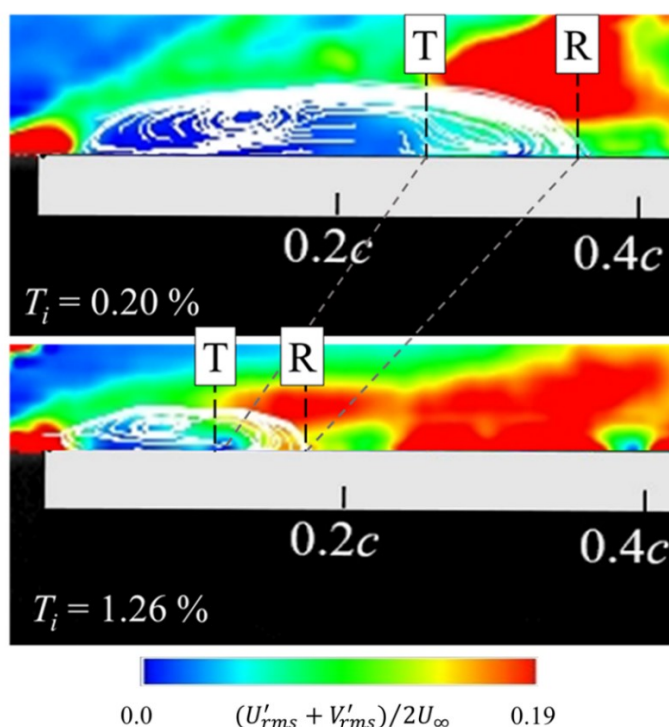


Fig. 4.3 矩形平板翼の前縁付近における TKE 分布( $Re = 20,000$ ,  $\alpha = 0$  deg)

剥離せん断層の乱流遷移過程に対する  $T_i$  の影響を評価するために、I 型プローブの熱線流速計を用いて、矩形平板翼周りの速度分布計測及び周波数計測を行った。熱線流速計による計測は、付着した層流および乱流境界層及び再循環領域の外側の剥離せん断層においては高精度であることが知られている。しかし、剥離泡内部の再循環領域では、低速であるため、校正誤差や翼表面付近の伝導熱損失の増加による誤差などにより、計測誤差が大きくなる<sup>(41-43)</sup>。熱線流速計による計測の妥当性を確認するために熱線流速計と PIV によって得られた速度分布を比較する(Fig. 4.4)。ここで PIV では、速度として  $x$  方向の局所平均速度( $\bar{U}$ )を示しているが、I 型プローブの熱線流速計では速度成分を分解できないため、 $y$  成分を含む局所平均速度( $\sqrt{\bar{U}^2 + \bar{V}^2}$ )を示すため、両者の物理量は異なっている。ただし、事前に PIV において  $\bar{U}$  と  $\sqrt{\bar{U}^2 + \bar{V}^2}$  を比較することにより、 $\alpha = 0$  deg において、逆流領域を除いて両者にほとんど違いがないことを確認している。したがって、熱線流速計における流速は、特に剥離せん断層付近において  $x$  方向の局所平均速度( $\bar{U}$ )として扱うことができる。また一般に、I 型プローブの熱線流速計では剥離泡内部の逆流を識別できない。実際に Fig. 4.4 より、PIV では、熱線流速計で計測されなかった剥離泡内部の逆流を捉えていることを示している。さらに、一様流領域の速度は互いによく一致するのに対し、剥離せん断層の速度勾配にはわずかな差がある。しかし、剥離せん断層におけるこの速度差は、後述する KH 不安定性が発生する条件の判別には影響を与えないことは事前に確認している。これらを踏まえて、PIV 測定と比較して時間応答性に優れ、乱流計測においてより精度が高いと考えられる熱線流速計の計測結果を、せん断層における KH 不安定性の判断指標の計算に使用する。詳細は後述する。



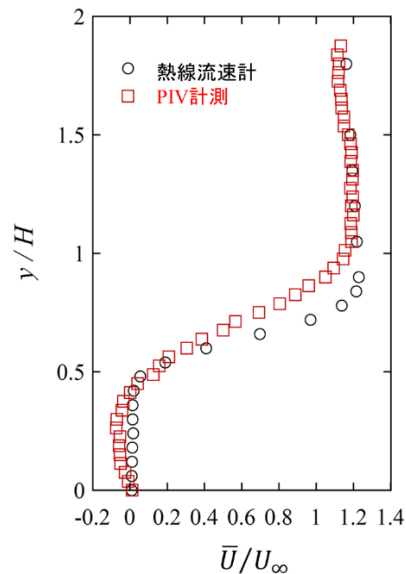
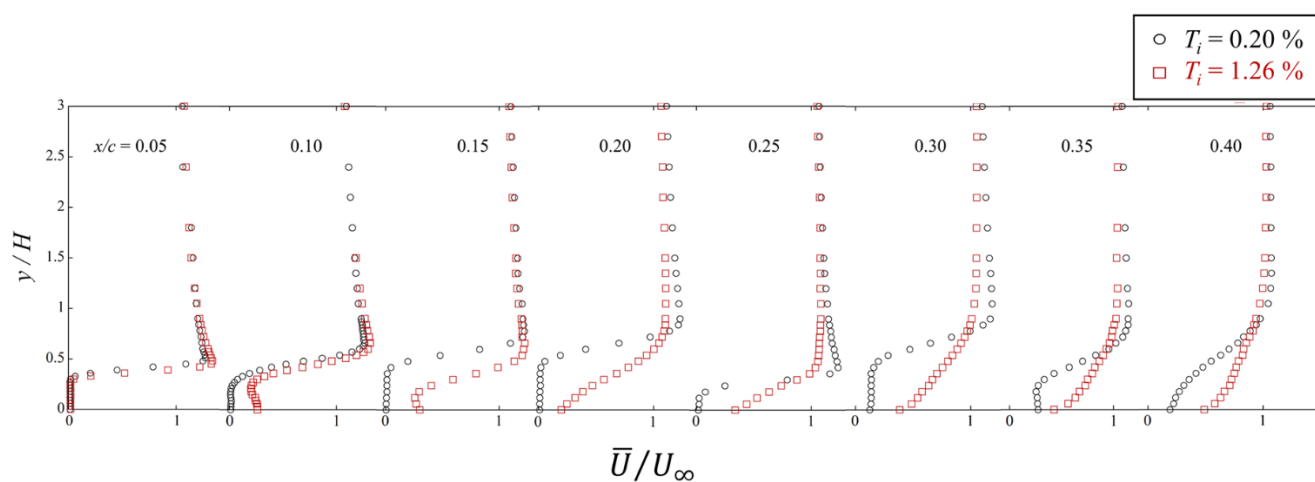


Fig. 4.4 熱線流速計と PIV による速度分布比較( $Re = 20,000$ )

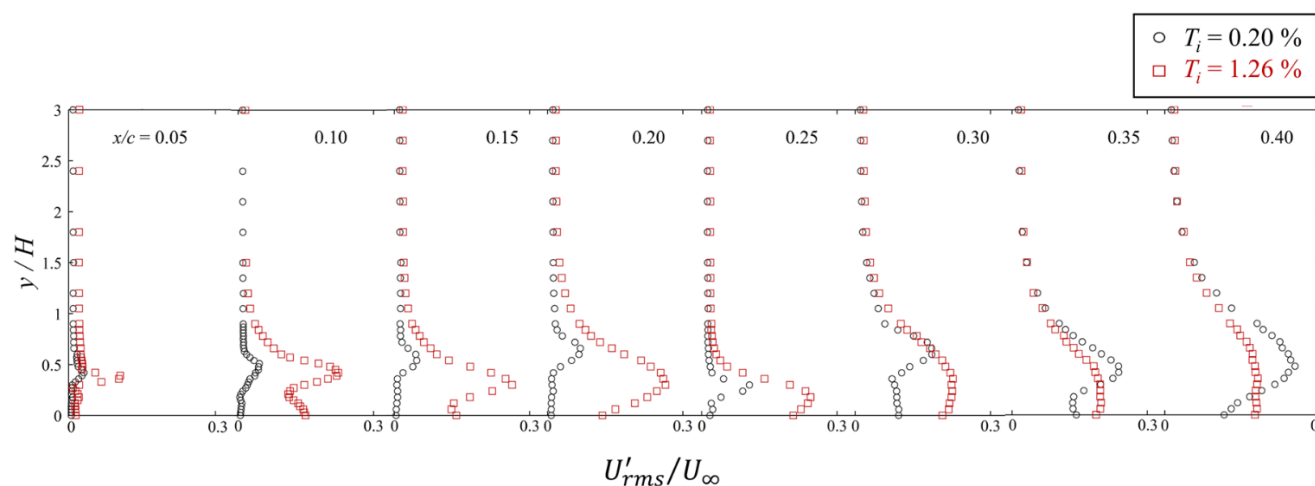
Fig. 4.5 に  $Re = 20,000$  における  $\alpha = 0 \text{ deg}$  での前縁付近の  $x$  方向局所平均速度及び速度変動の RMS 分布を示す．縦軸は翼面からの高さ( $y$ )を矩形平板翼の厚さ( $H$ )で除した無次元高さである．Fig. 4.5(a)に示す平均場速度分布は主に後述の  $Kh$  の計算の際に使用する．Fig. 4.5(b)に示す速度変動の RMS 分布では，いずれの  $T_i$  条件においても速度変動の RMS が剥離せん断層の乱流遷移によって増大する．ただし， $T_i = 0.20\%$  では，乱流遷移により  $x/c = 0.30$  において速度変動の RMS が増加し始めるのに対し， $T_i = 1.26\%$  では， $x/c = 0.10$  から RMS が増加し始め，乱流遷移が上流側へ移動する．これらの傾向は PIV 計測で得られた結果と同様である．

Fig. 4.6 に， $x/c = 0.05$  において Fig. 4.5(b)に示す RMS が最大となる点における速度変動の周波数特性を示す．横軸は周波数  $f$  を矩形平板翼厚さと主流速度で無次元化している． $T_i$  の影響はスペクトル中のピークの有無に現れる．Fig. 4.6(a)に示す  $T_i = 0.20\%$  では，過去の研究例<sup>(44-46)</sup>と同様に， $f = 0.174 U_\infty/H$  に特徴的なピークが現れる．Chandrasekhar<sup>(47)</sup>らは，非圧縮性自由せん断層における KH 不安定性が起こる基準として  $0 < Kh < 1.2788$  を提唱している．ここで， $K$  は波数， $h$  は剥離せん断層の厚さである．本研究ではこの基準をもとに乱流遷移過程の影響を調査した． $K$  及び  $h$  の計算方法については Langari らの研究<sup>(27)</sup>を参照した．また  $Kh$  の計算に用いた各パラメーター及び計算結果を Table 4.1 に示す．波速度  $C$  は臨界層の速度と定義され，速度分布の変曲点における速度として計算できる．Fig. 4.5(a)に示す  $x/c = 0.05$  の速度分布に基づいて計算すると  $T_i = 0.20\%$  では， $C = 0.802U_\infty$  と推定され，波数  $K$  は  $K = 2\pi f/C = 1.366/H$  となる．せん断層厚さ  $h$  は，Fig. 4.5(a)の速度分布より，翼表面から一様流から速度の最大点までの間で，速度の変化量が最大となる点として定義した．この定義により  $h$  は約  $0.60H$  と推定され， $Kh = 0.82$  と算出される．これより， $T_i = 0.20\%$  では前述の KH 不安定の基準( $0 < Kh < 1.2788$ )を満たすため，剥離せん断層の乱流遷移が KH 不安定性に起因すると言える．一方で，Fig. 4.6(b)に示す  $T_i = 1.26\%$  では，スペクトル中に特徴的な周波数ピーク

は観測されない．そのため  $Kh$  の判定の際には平均特性周波数( $\bar{f} = \sum(Pf) / \sum P$ )を用いた<sup>(28)</sup>．ここで  $P$  はパワースペクトル密度である．これにより  $\bar{f} = 0.262U_\infty/H$  と推定される． $T_i = 0.20\%$  と同様に波速度及びせん断層厚さを計算すると，それぞれ  $C = 0.599U_\infty$ ， $h = 0.66H$  と推定される．これより， $Kh = 1.81$  となり，KH 不安定性の基準を満たさない．したがって，Langari ら<sup>(27)</sup>が示唆するように， $T_i = 1.26\%$  では， $T_i$  の増加に伴って KH 不安定性による遷移過程をバイパスし，バイパス遷移を引き起こす．以上より， $T_i$  の増加はバイパス遷移により乱流遷移を促進し，剥離せん断層の再付着点を上流に移動させる効果があると言える．



(a) 局所平均速度分布



(b) 速度変動の RMS 分布

Fig. 4.5  $x$  方向の局所平均速度及び速度変動の RMS 分布比較( $Re = 20,000$ ,  $\alpha = 0$  deg)

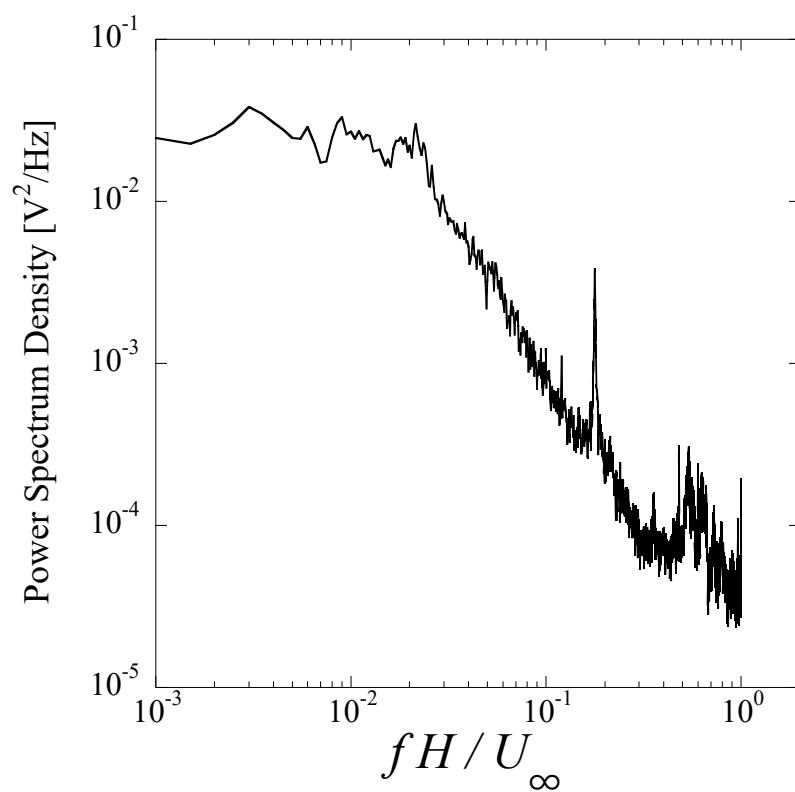
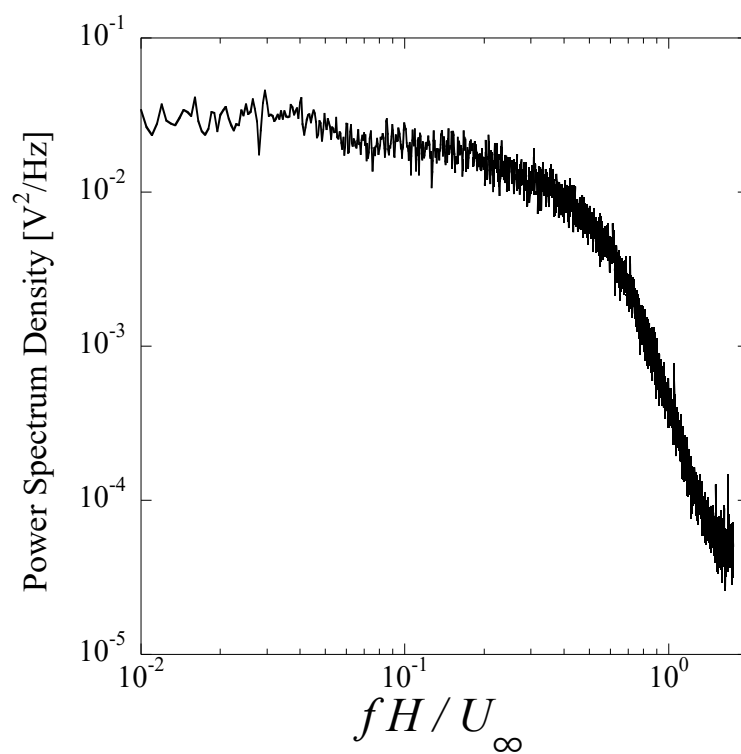
(a)  $T_i = 0.20\%$ (b)  $T_i = 1.26\%$ Fig. 4.6 境界層の周波数特性( $Re = 20,000$ )



Table 4.1 各  $T_i$  条件における  $Kh$  の計算結果

$T_i$ [%]	$f, \bar{f}$ [1/s]	$C$ [m/s]	$h$ [m]	$Kh$	乱流遷移過程
0.20	$0.174U_\infty/H$	$0.802U_\infty$	$0.60 H$	0.82	KH 不安定
1.26	$0.262U_\infty/H$	$0.599U_\infty$	$0.66 H$	1.81	バイパス遷移

#### 4.1.2 乱れ強さの影響に対する $Re$ 数依存性

LES によって  $T_i$  の影響に対する  $Re$  数依存性を評価する. Fig. 4.7 に LES によって得られた  $Re=20,000$  における渦構造の  $T_i$  による比較を示す. Fig. 4.7 には任意の時間ステップにおける速度勾配テンソルの第二不変量である  $Q$  値(式(4.1))の等値面を示している.

$$Q = \frac{1}{2} \frac{c^2}{U_\infty^2} (S_{ij}S_{ij} - (S_{kk})^2) \quad (4.1)$$

$Q$  値は,  $Re = 20,000, 6,100$  の条件でそれぞれ  $Q = 100, 10$  と設定した. Fig. 4.7 に示す  $Re = 20,000$  の LTI では, 剥離せん断層からはややスパン方向に歪みがあるものの, 定常的に 2 次元的な KH ロールが放出され, 下流に進むにつれてヘアピン渦の形成, さらに 3 次元に崩壊することで乱流遷移する様子が観測される. 一方で,  $Re = 20,000$  の HTI では剥離せん断層からの 2 次元渦の放出に非定常性が現れ, 2 次元渦の有無が時間に伴って変化する. この様子を Fig. 4.8 に示す. 任意の点を  $t = 0$  s とし,  $t = 8.0 \times 10^4$  s ごとの連続画像を示している.  $Re = 20,000$  では前述の周波数計測によって  $T_i$  が増加すると 2 次元の KH ロールを形成する過程をバイパスするバイパス遷移が起こることを示した. しかし, LES では  $T_i$  が増加しても瞬間的に KH ロールの形成が見られる. この剥離せん断層の遷移過程を明らかにするため, 実験と同様の方法を用いて  $Kh$  の計算を行った. Fig. 4.9 に前縁から再付着点までの  $x$  方向速度分布及び速度変動の RMS 分布, Fig. 4.10 に実験値と同様の点で計測した境界層の周波数特性を示す. Fig. 4.10 に示す周波数特性においては, 実験と同様 LTI では,  $f = 0.170 U_\infty/H$  に特徴的なピークが現れるが, HTI では特徴的なピークは観測されない. そのため HTI では平均特性周波数  $\bar{f} = 0.203 U_\infty/H$  を用いる. また Fig. 4.9(a) から波速度及びせん断層厚さは, それぞれ LTI では  $C = 0.806 U_\infty$ ,  $h = 0.782 H$ , HTI では  $C = 0.713 U_\infty$ ,  $h = 0.717 H$  と推定される. これらより  $Kh$  は LTI では,  $Kh = 1.033$  であり, KH 不安定の基準 ( $0 < Kh < 1.2788$ ) を満たす. これに対し, HTI では,  $Kh = 1.282$  となり, わずかに KH 不安定の基準を上回っているが, しきい値と非常に近い値となる. これより, HTI ではバイパス遷移と KH 不安定による乱流遷移の両方が混在する領域であると考えられる.

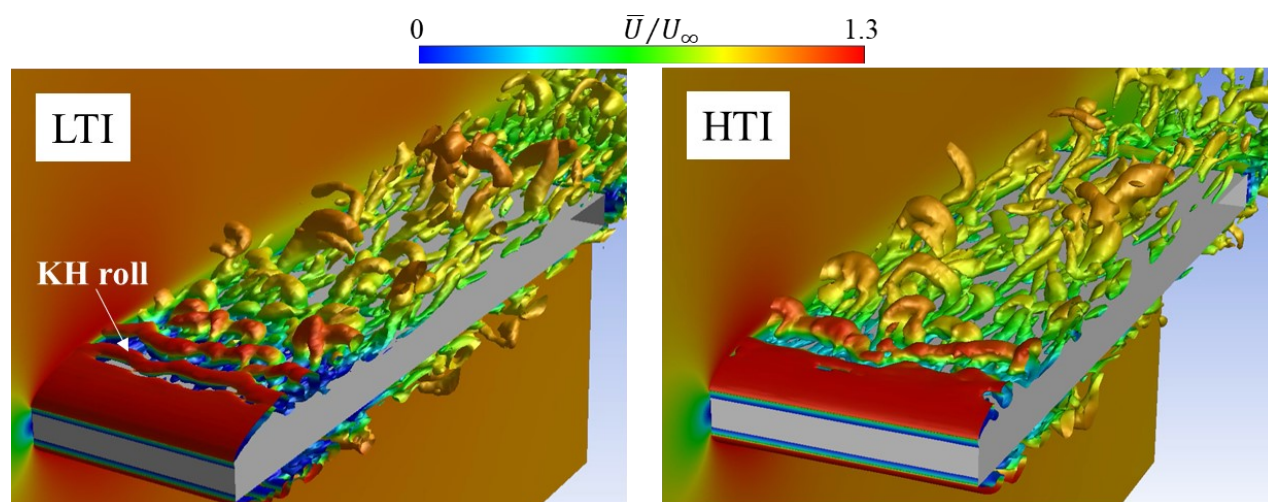
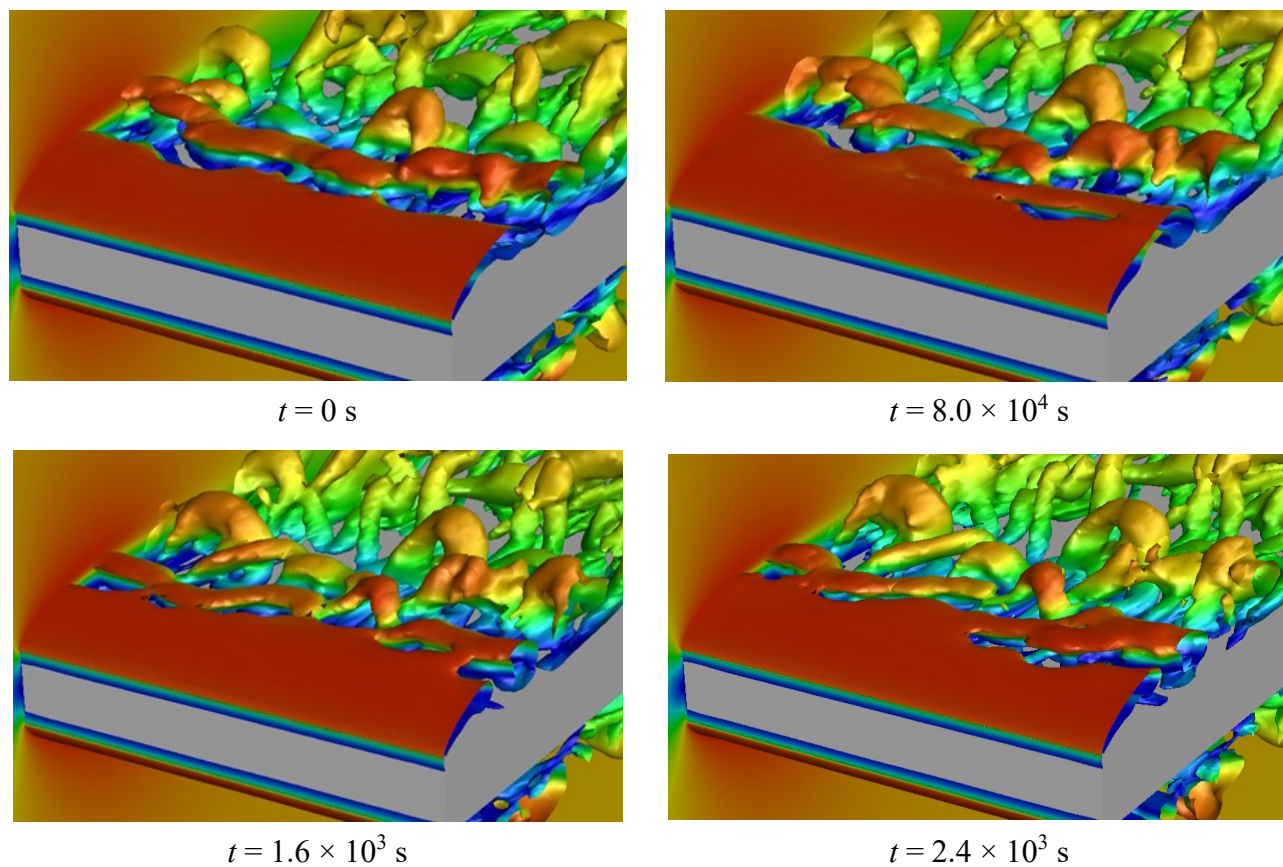


Fig. 4.7 渦構造の乱れによる比較( $Re = 20,000$ )



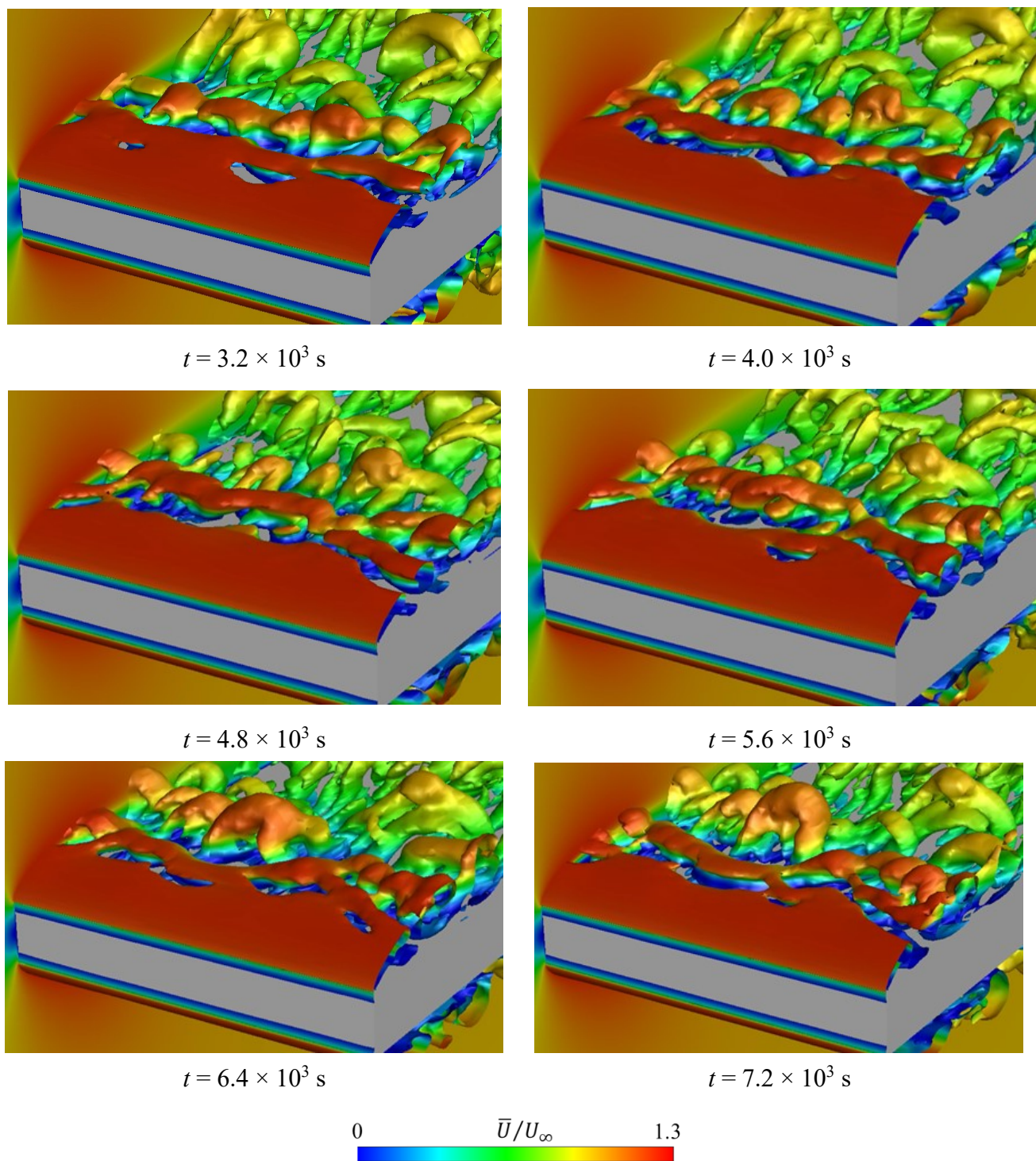
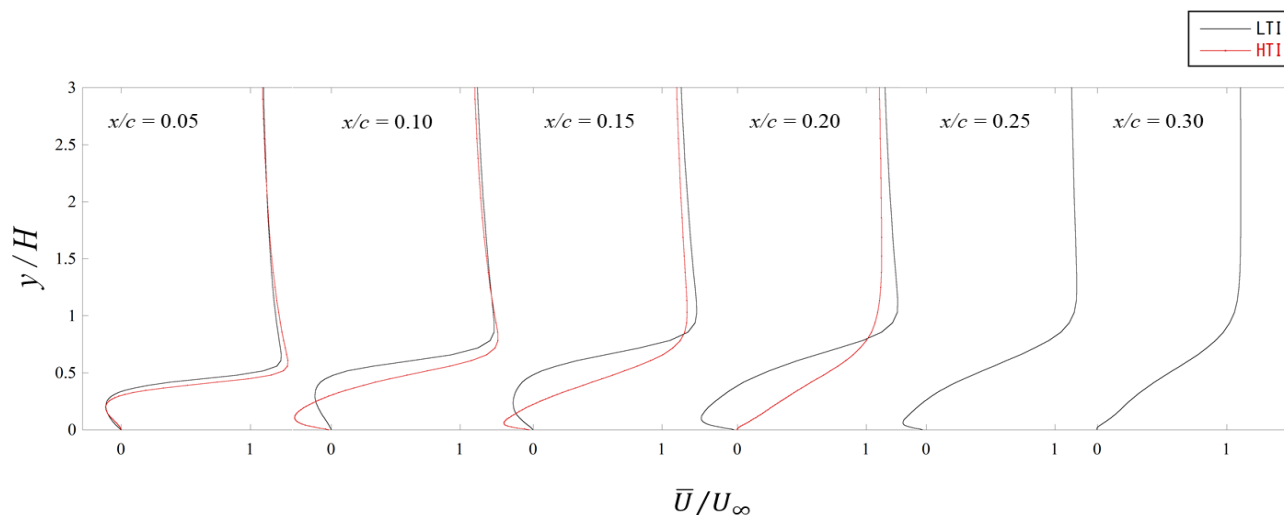
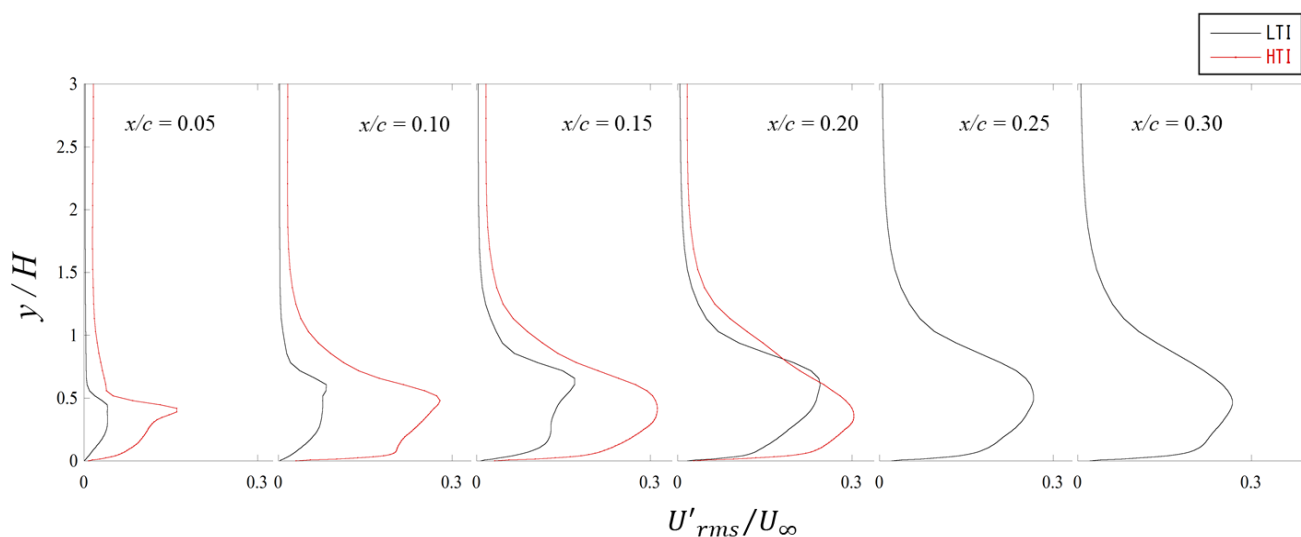


Fig. 4.8 渦構造の時間変化( $Re = 20,000$ , HTI)

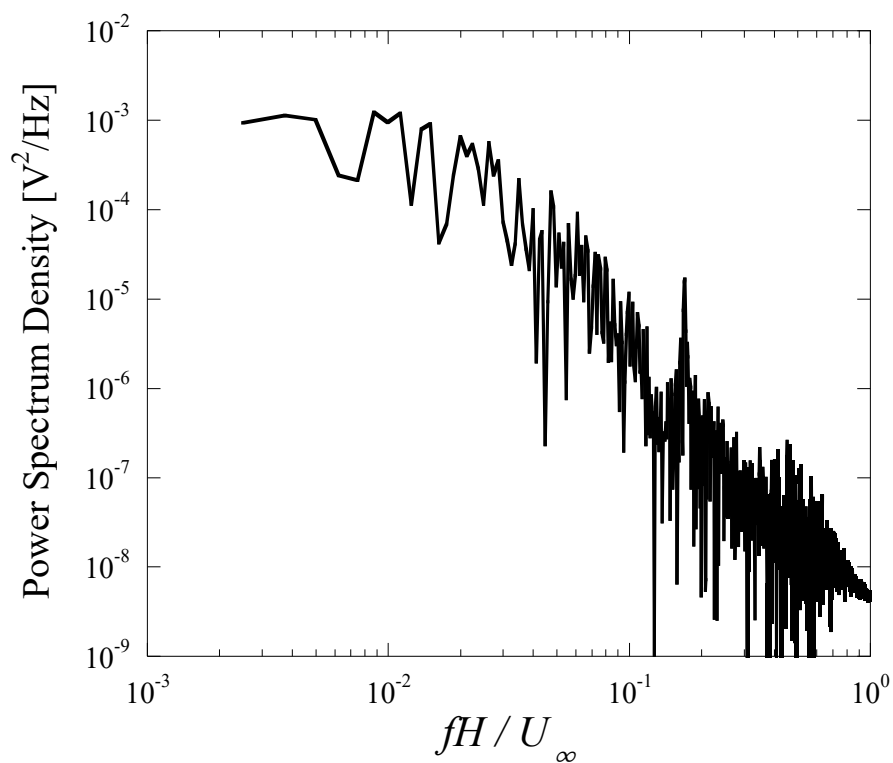


(a)  $x$  方向平均速度分布

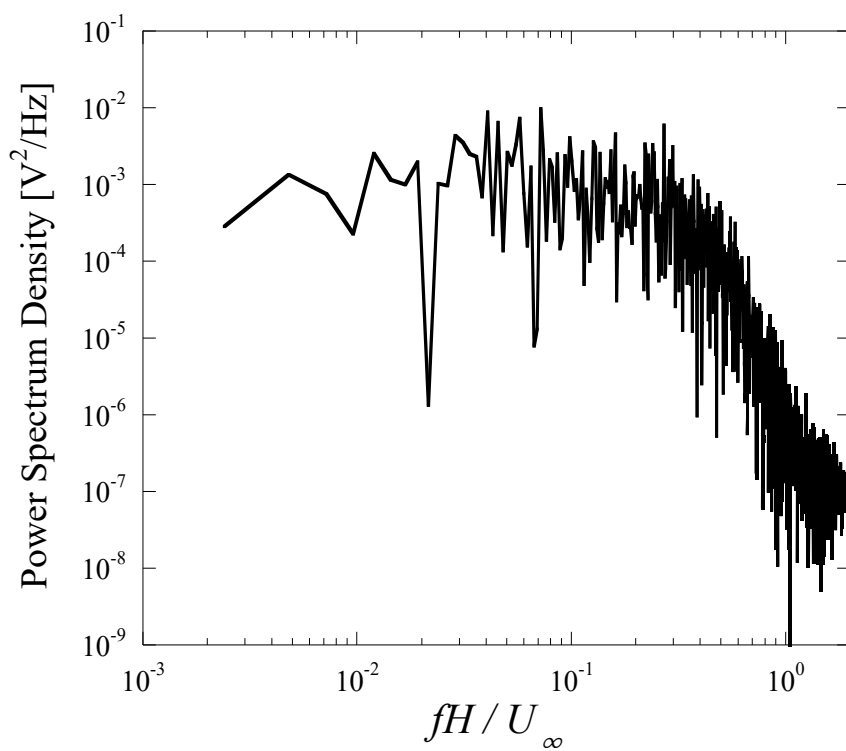
(b) 速度変動の RMS 分布

Fig. 4.9 LES による  $x$  方向平均速度及び速度変動の RMS 分布比較( $Re = 20,000$ )

Fig. 4.11 に  $Re = 6,100$  における渦構造の  $T_i$  による比較を示す。  $Re = 6,100$  の LTI では、Lee らが報告するように<sup>(17)</sup>、剥離したせん断層から 2 次元の KH ロールが放出され、2 次元性を保ったまま下流に移流する。この  $Re$  数領域では剥離せん断層が乱流遷移せず、層流のまま再付着することで剥離泡を形成する。これに対して、HTI では放出された 2 次元の KH ロールがヘアピン渦に変形し、後縁付近で 3 次元的な渦崩壊が開始する。これより  $Re=6,100$  では、 $T_i$  の増加が 2 次元の KH ロールからのヘアピン渦の形成を促進し、乱流遷移を誘発する働きがあると言える。



(a) LTI



(b) HTI

Fig. 4.10 LESによる境界層の周波数特性( $Re = 20,000$ )

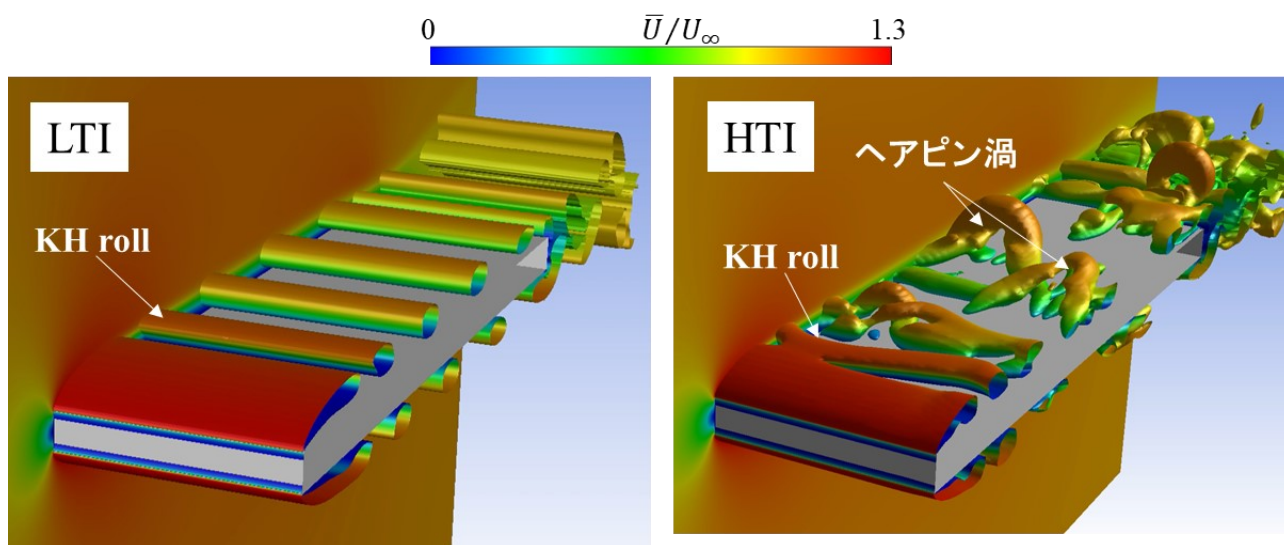


Fig. 4.11 渦構造の乱れによる比較( $Re = 6,100$ )

Fig. 4.12 に LES によって得られた  $Re = 20,000$  及び  $6,100$  における矩形平板翼前縁付近の  $x$  方向平均場速度分布を示す. いずれの条件においても前縁で剥離した流れが再付着することで剥離泡を形成している. しかし,  $Re$  数の変化によって, 剥離泡に対する  $T_i$  の影響に違いが生じる.  $Re = 20,000$  では, 前述の PIV による結果と同様に  $T_i$  の増加により, 剥離泡の長さが短くなる. これに対して,  $Re = 6,100$  では  $T_i$  の増加により  $Re = 20,000$  同様, 剥離泡の長さが短くなるものの, 平均場速度分布の変化は小さく, 剥離泡の長さに対する変化は小さい. この結果から剥離せん断層が乱流遷移せず層流のまま再付着する  $Re$  数領域では剥離泡の長さに対する  $T_i$  の影響が小さくなると言える. 一方で, Fig. 4.13 に示す  $Re = 6,100$  の TKE 分布では  $T_i$  の増加による変化が顕著である. LTI では, 翼付近の TKE が非常に低く, 乱流遷移を起こさないことを示す. これは Fig. 4.11 から明らかなように, 2次元性が強い渦放出が生じていることに起因する. これに対し, HTI では  $x/c = 0.20$  付近から TKE が上昇し, 乱流遷移することで剥離泡を形成する. 特に TKE の増加が顕著な  $x/c = 0.30$  付近は, Fig. 4.11 から 2次元的な KH ロールが崩れ始める位置に相当することが分かる. これらの結果より,  $Re = 6,100$  において  $T_i$  の増加は, 剥離泡の形成過程を変化させる効果があるものの, 再付着を促進する作用は小さくなるため, 剥離泡の長さに対しては影響が小さくなると言える. Wang らは,  $Re = 5,300 \sim 20,000$  の  $Re$  数範囲において NACA0012 翼周りの流れ場に対する  $T_i$  の影響の  $Re$  数依存性を調査し, 逆圧勾配によって形成される剥離泡に対しては  $Re$  数が低いほど,  $T_i$  の影響が顕著になることを報告している<sup>(22)</sup>. しかしながら, 本研究のような平板翼で幾何学的形状によって剥離した後形成される剥離泡に対しては, これとは逆の傾向を示す. これより,  $Re$  数が非常に低い領域においては, 剥離泡に対する  $T_i$  の影響が, 流れが形状に沿って逆圧力勾配によって剥離するか, もしくは幾何学形状によって強制剥離になるか, という剥離の仕方に大きく依存すると言える.

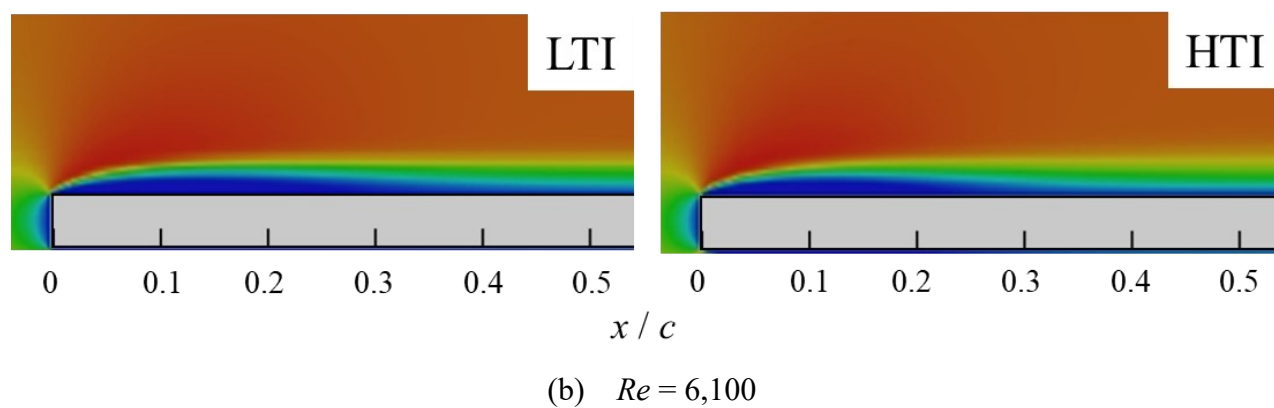
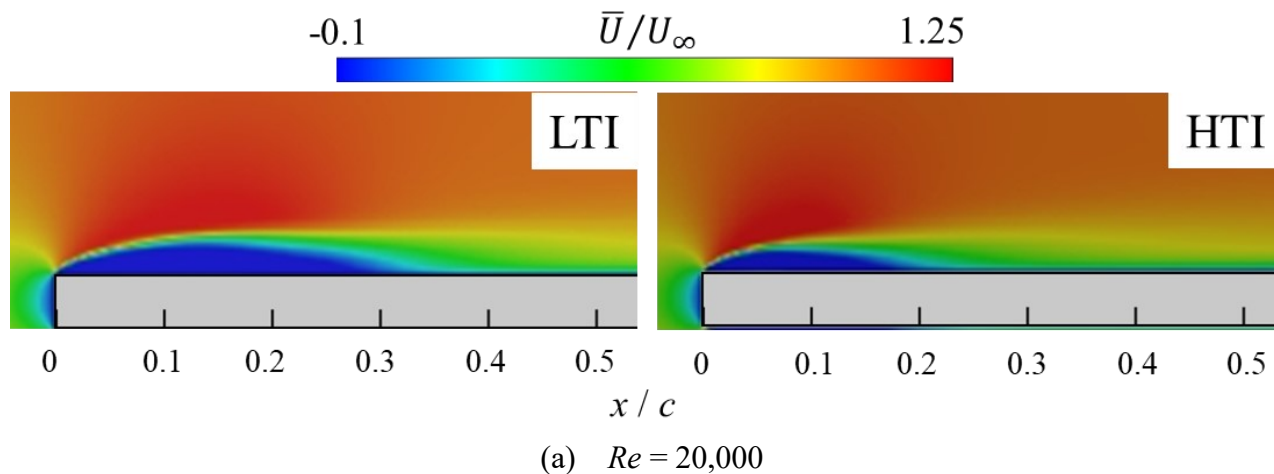


Fig. 4.12 矩形平板翼前縁付近の  $x$  方向平均場速度分布比較

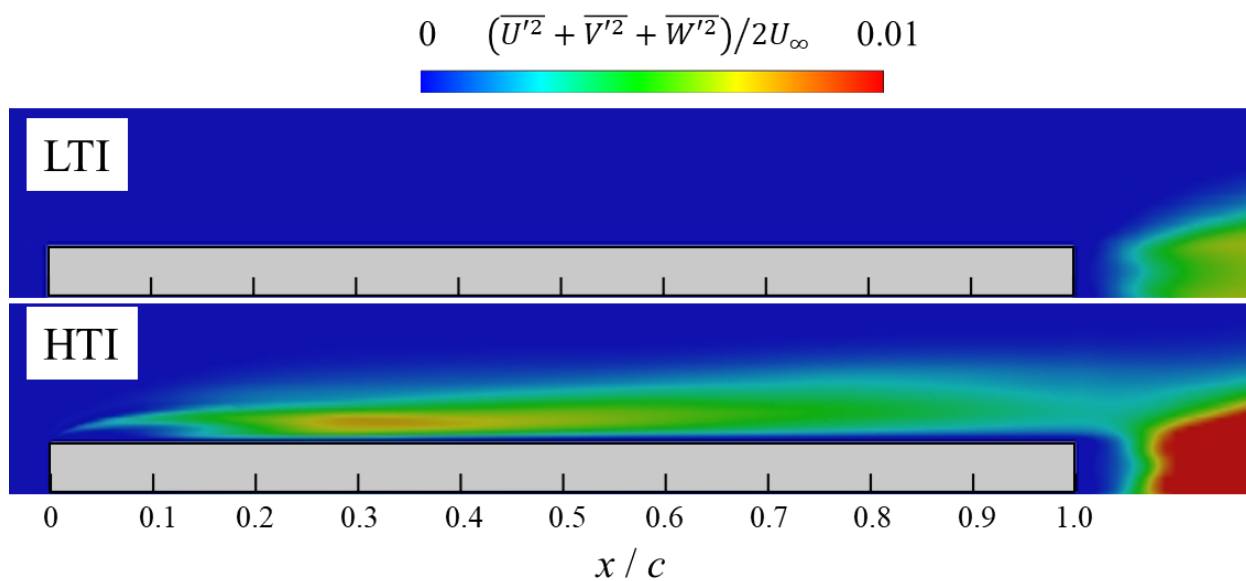




Fig. 4.14 に  $Re=20,000$  及び  $6,100$  における翼面上の圧力分布の比較を示す. 圧力分布では, 計測結果の時系列データから標準偏差を算出し, エラーバーとして図中に示している.  $Re=20,000$  の圧力分布では, いずれの条件においても前縁で剥離した後に, 圧力が一定の領域 (プラトー領域) を示し, さらに乱流遷移後, 急速な圧力回復を示す. これは, 剥離泡が形成される翼面上で見られる典型的な圧力分布である<sup>(48, 49)</sup>. 一方で,  $T_i$  の影響は, 圧力が急激に回復し始める点として定義される乱流遷移点及び剥離泡内の負圧レベルに顕著に現れる.  $T_i$  の増加に伴い, 乱流遷移点は前縁側へ移動し, 剥離泡内の負圧レベルが上昇する. ただし, この圧力分布の変化から,  $T_i$  の増加により, 翼面上で負圧を一定に保つ領域は減少するものの, 負圧レベルが上昇することで, 翼面上の積分値としてはトレードオフがあると考えられる. また LTI では, プラトー領域においてエラーバーが小さく, その後, 急激な圧力回復を示す領域で徐々に大きくなる. これはプラトー領域では時間変動が小さい安定した剥離せん断層が形成され, 乱流遷移後に徐々に時間変動が大きくなっていくことを示している. これに対し, HTI では, 剥離直後のプラトー領域からすでに大きな変動を示す. これは,  $T_i$  が増加すると剥離直後から剥離せん断層が不安定になることを示す.  $Re=6,100$  ではいずれの条件においてもプラトー領域を示さず, 前縁から徐々に翼面上の圧力が回復する. これは  $Re$  数の低下により, 翼表面付近の粘性の影響が大きくなり, 運動量が拡散することに起因する.  $Re=6,100$  では,  $T_i$  の増加により,  $x/c=0.18\sim 0.30$  の間において, 翼面上の圧力回復がわずかに早くなる. この圧力分布の変化は  $T_i$  の増加により, 剥離せん断層が乱流遷移することに起因すると考えられる. ここで, LTI の圧力分布と差が生じ始める点を HTI の乱流遷移点と定義した. このように  $Re=6,100$  の圧力分布では,  $T_i$  の増加によりわずかに変化がみられるが,  $Re=20,000$  と比較すると,  $T_i$  の影響は小さくなると言える. また,  $T_i$  の増加により圧力分布の非定常性が増加する傾向は  $Re=20,000$  と同様である.

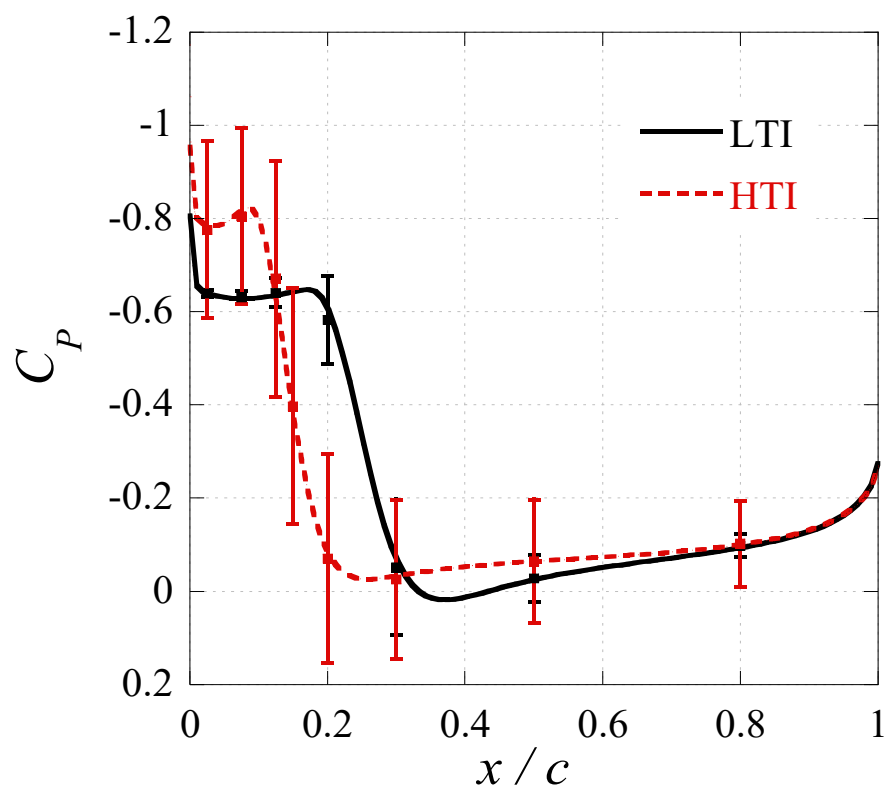
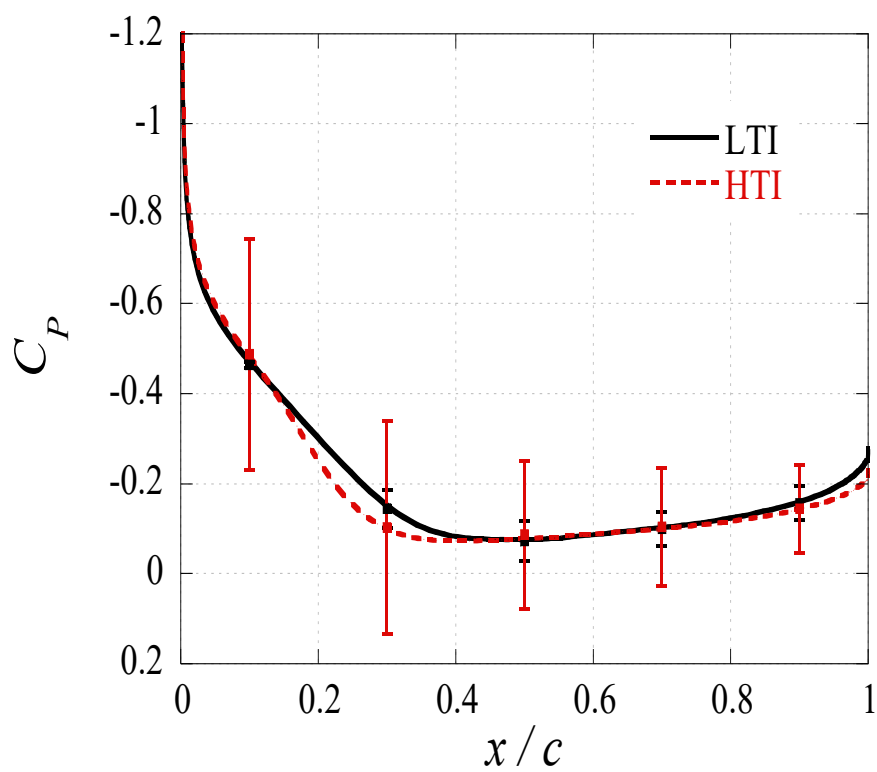
(a)  $Re = 20,000$ (b)  $Re = 6,100$ Fig. 4.14 圧力分布に対する乱れの影響の  $Re$  数による比較

Fig. 4.15 に  $Re = 20,000$  及び  $6,100$  における翼面上の表面摩擦分布の比較を示す. 表面摩擦分布において, 表面摩擦係数の符号が負から正に変わる点が剥離せん断層の再付着点と定義される. Fig. 4.14 から得られる乱流遷移点( $x_t$ )及び再付着点( $x_r$ )を Table 4.2 に示す. また Table 4.1 には, Lee らが乱れなしの条件で LES を用いて算出したそれぞれの  $Re$  数における再付着点も示している<sup>(17)</sup>. Lee らの結果と LTI を比較するといずれもよく一致することから, 本研究における LTI は妥当な解析結果であると考えられる. Fig. 4.15 より  $T_i$  が増加すると, いずれの  $Re$  数条件においても再付着点が前縁側へ移動し, 剥離泡が短くなる. これまで報告されている多くの研究から,  $T_i$  の増加の影響は  $Re$  の増加と同様の効果を示すと考えられている<sup>(22, 50, 51)</sup>. これに加えて Lee らは,  $Re \geq 11,000$  の領域では  $Re$  数の増加により, 矩形平板翼の剥離泡が短くなり, 対照的に  $5,000 \leq Re \leq 11,000$  の  $Re$  数範囲では  $Re$  数の増加によって剥離泡が長くなることを示している<sup>(17)</sup>. そのため当初は,  $Re = 6,100$  において  $T_i$  の増加により剥離泡が長くなることを想定していた. それにも関わらず,  $Re = 6,100$  では  $T_i$  の増加により剥離泡が短くなる. これより, 剥離したせん断層が乱流遷移せず層流のまま再付着し剥離泡を形成する  $Re$  数領域では,  $T_i$  の増加は剥離泡に対して  $Re$  数の増加とは逆の効果を示すと言える. このような極めて低い  $Re$  数領域では,  $T_i$  の増加は剥離泡の形成過程における剥離せん断層の乱流遷移の有無に関わらず, 剥離泡を短くする効果を示す. ただし, 前述のように剥離泡の長さに対する  $T_i$  の影響は  $Re$  数の低下に伴い減少する.

一方, 表面摩擦応力に着目すると  $Re = 20,000$  では,  $T_i$  の増加により, 剥離泡内では負の表面摩擦係数が大きくなるが, 再付着より下流では表面摩擦係数のレベルにほとんど変化が見られない. これに対し,  $Re = 6,100$  では剥離泡内の負の表面摩擦係数のレベルにはほとんど変化が見られないが, 再付着後の付着流において表面摩擦係数が増加する. これは流れが乱流化することにより, 翼表面のせん断力が増加することが原因であると考えられる.

Fig. 4.16 に各  $Re$  数条件における粘性抵抗( $C_{Df}$ )及び圧力抵抗( $C_{Dp}$ )に対する  $T_i$  の影響を示す. いずれの  $Re$  数条件においても  $T_i$  が変化しても抗力係数( $C_D$ )にはほとんど影響を与えない. しかしながら, 全抵抗における粘性抵抗及び圧力抵抗の内訳には  $T_i$  の増加により変化が生じる.  $T_i$  が増加すると, いずれの  $Re$  数条件においても全抵抗における圧力抵抗の割合が減少し, 粘性抵抗の割合が増加する. この粘性抵抗の増加は Fig. 4.15 に示す表面摩擦係数分布より  $T_i$  の増加により, 再付着点が前縁側に移動することで, 主流方向の表面摩擦が増加することが原因であると考えられる. またこれらの抵抗値の変化は,  $Re = 20,000$  と比較して  $Re = 6,100$  でより顕著になる. これは抵抗値の変化に対して, 剥離せん断層の乱流遷移の有無に依存すると言える.

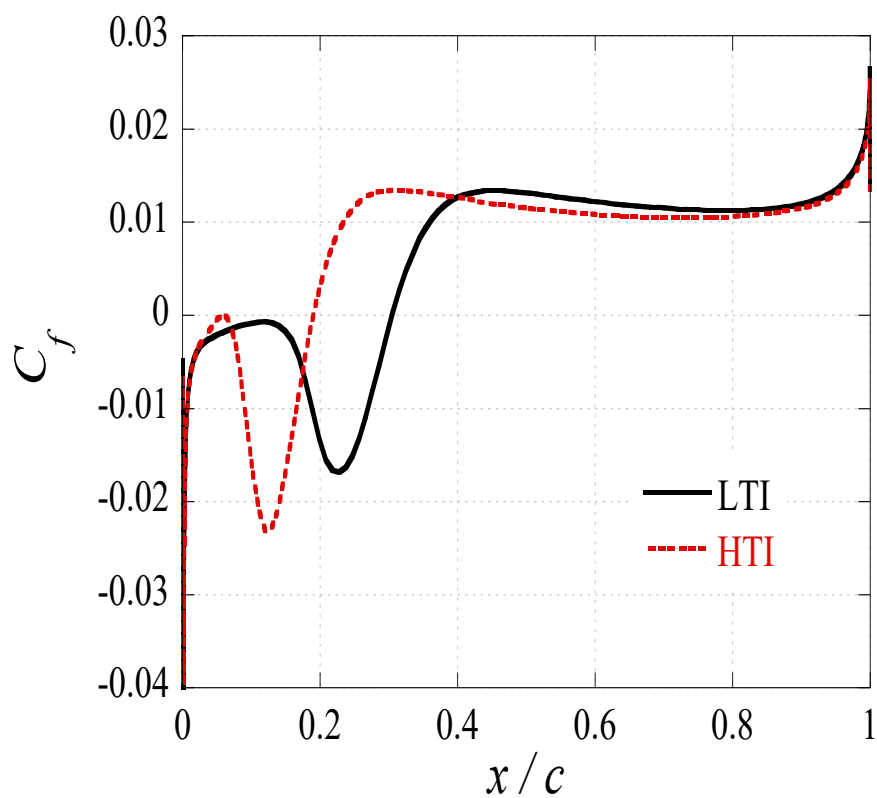
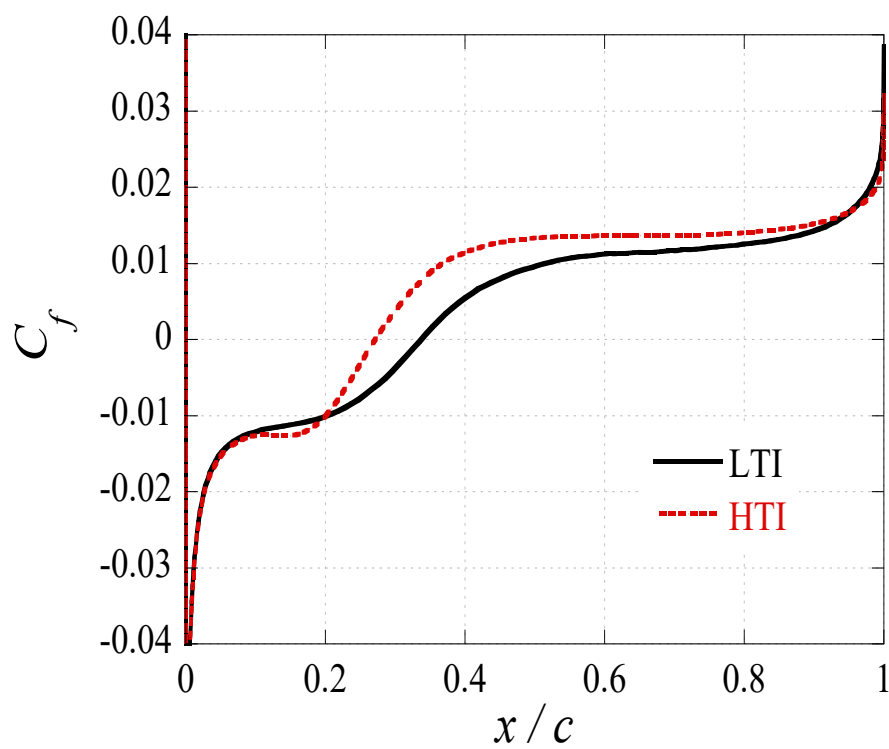
(a)  $Re = 20,000$ (b)  $Re = 6,100$ Fig. 4.15 表面摩擦係数に対する乱れの影響の  $Re$  数による比較

Table 4.2 各乱れ強さ条件における乱流遷移点及び再付着点( $Re = 20,000$ )

$Re$ 数	Case	$x_t / c$	$x_r / c$	$x_r / c$ (Lee et al.)
20,000	LTI	0.18	0.30	0.30
	HTI	0.09	0.19	
6,100	LTI		0.34	0.33
	HTI	0.18	0.27	

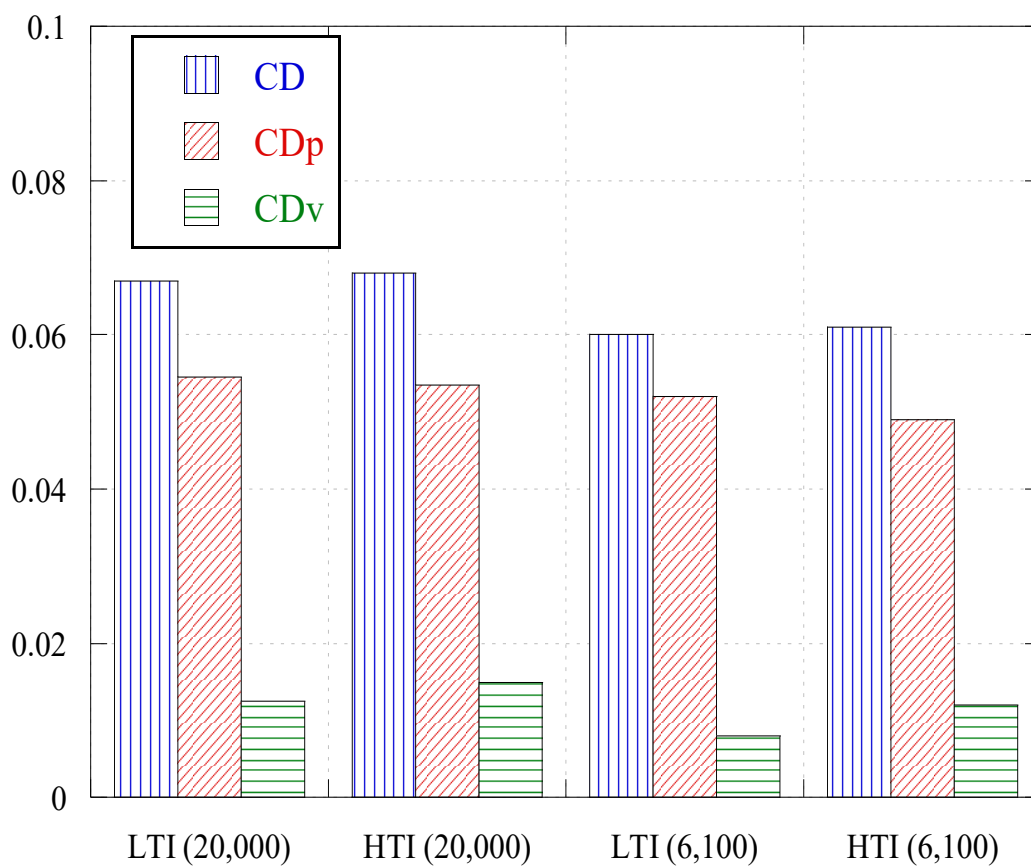


Fig. 4.16 粘性抵抗及び圧力抵抗の変化

## 4.2 石井翼型の剥離泡に対する主流乱れ強さの影響

前節までの剥離点を固定した平板翼での評価を踏まえた上で、本節では実用的な翼型の例として石井翼型を対象に、翼上面の剥離泡挙動に対する主流乱れの影響の検証結果を述べる。Fig. 4.16 に PIV 計測によって可視化した  $Re = 20,000$  における石井翼周りの平均場速度分布を示す。ここで、翼上面で逆流領域が生じ始める点を剥離点、再び順方向に流れ始める点を再付着点と定義し、図中にそれぞれ“S”及び“R”で示す。どちらの条件においても  $\alpha = 3 \text{ deg}$  までは翼上面からの剥離は見られず、流れ場にはほとんど差は見られない。しかし、 $\alpha = 4 \text{ deg}$  を超えると流れ場の変化が現れる。両者の速度分布を比較すると  $\alpha = 4 \text{ deg}$  以上の迎角では、 $T_i$  の増加に伴って境界層が薄くなる。 $\alpha = 4 \text{ deg} \sim 9 \text{ deg}$  の迎角範囲において、 $T_i = 0.20\%$  では、過去の研究例と同様に翼上面に剥離泡を形成する<sup>(19)</sup>。一方、 $T_i = 1.26\%$  では、翼上面に剥離泡を定義できないほどに境界層が薄くなる。速度分布のみから判断すると、翼上面は完全付着流れのように観測される。しかし、過去の研究によって報告されている  $T_i$  が翼上面の流れへ与える影響の傾向<sup>(22)</sup>を鑑みても剥離泡が完全に消失するという明確な根拠は得られない。そのため、この迎角範囲においては  $T_i$  の増加が境界層の厚さを薄くする効果を示すことについてのみ言及する。またこの効果はいずれの条件においても剥離流れとなる  $\alpha = 12 \text{ deg}$  の高迎角まで持続する。Fig. 4.17 に、 $\alpha = 12 \text{ deg}$  における TKE 分布を示す。Fig. 4.17 より、 $T_i = 0.20\%$  と比較して  $T_i = 1.26\%$  では翼表面付近の TKE が上昇する。これは  $T_i = 1.26\%$  では剥離流れではあるものの、境界層が薄くなり、剥離せん断層の乱流混合によってせん断層外からエネルギーが供給されるやすいことに起因していると考えられる。

$T_i$  の増加による流れ場の変化は、特に  $\alpha = 11 \text{ deg}$  の高迎角において顕著である。 $T_i = 0.20\%$  では、前縁で剥離した流れが翼上面で再付着せず、剥離流れとなる。これに対し、 $T_i = 1.26\%$  では、剥離した流れが翼上面に再付着し、剥離泡を形成している。これは前述の矩形平板翼と同様に、 $T_i$  の増加が剥離せん断層の乱流遷移を促進し、高迎角においても翼上面に剥離泡を維持する働きをすと言える。

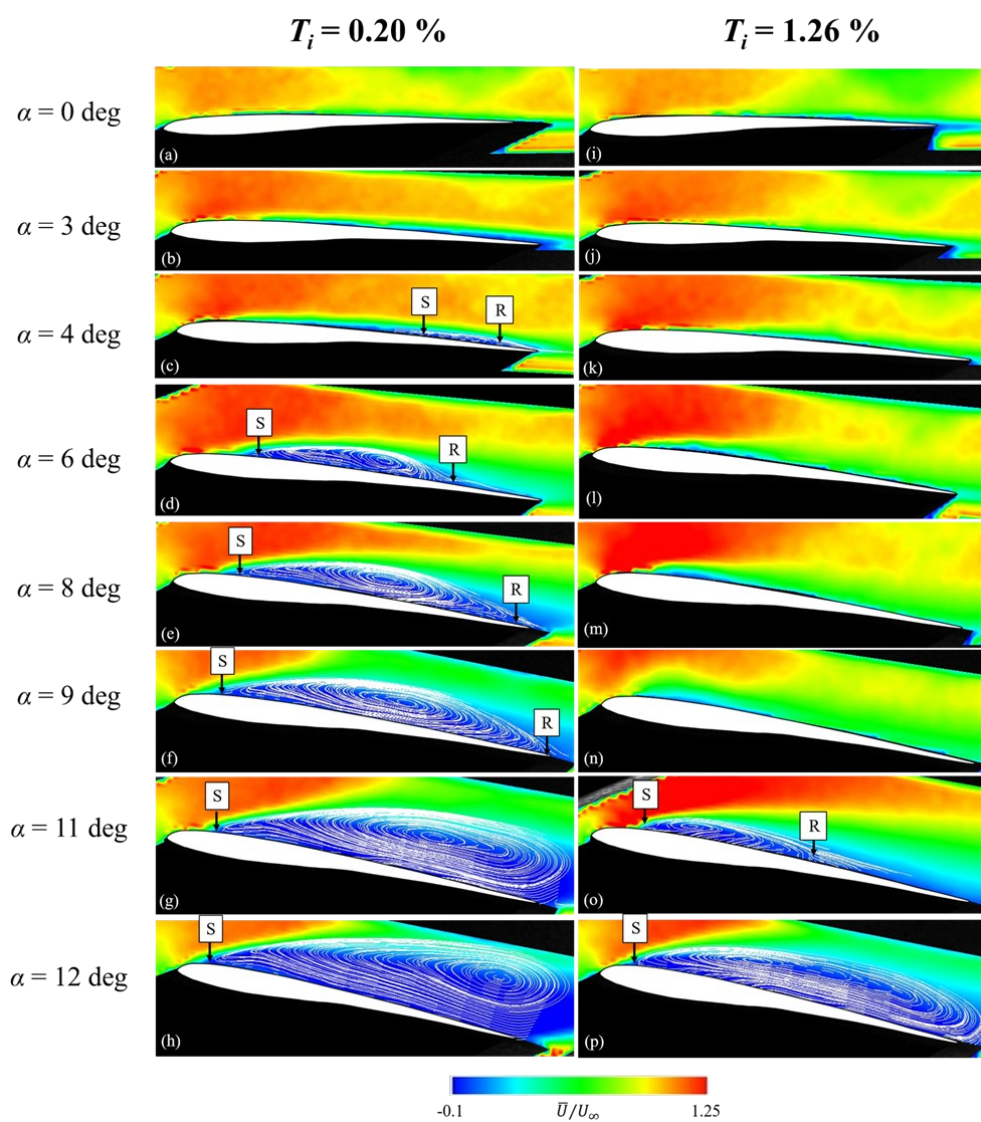


Fig. 4.16 石井翼周りの平均場速度分布( $Re = 20,000$ )

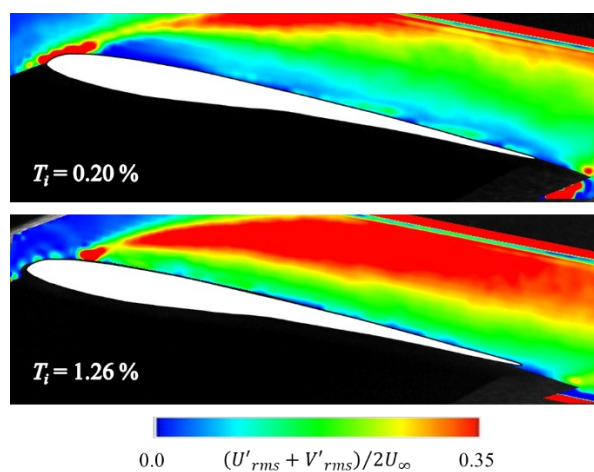


Fig. 4.17 石井翼周りの TKE 分布( $Re = 20,000, \alpha = 12 \text{ deg}$ )



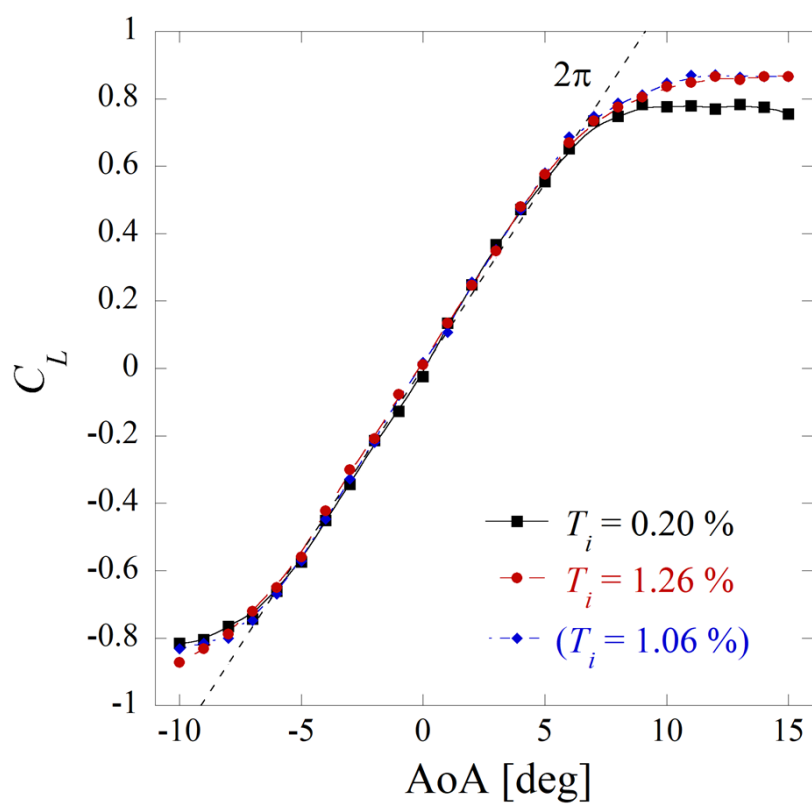
## 第5章 空力特性に対する主流乱れ強さの影響

### 5.1 矩形平板翼の空力特性に対する主流乱れ強さの影響

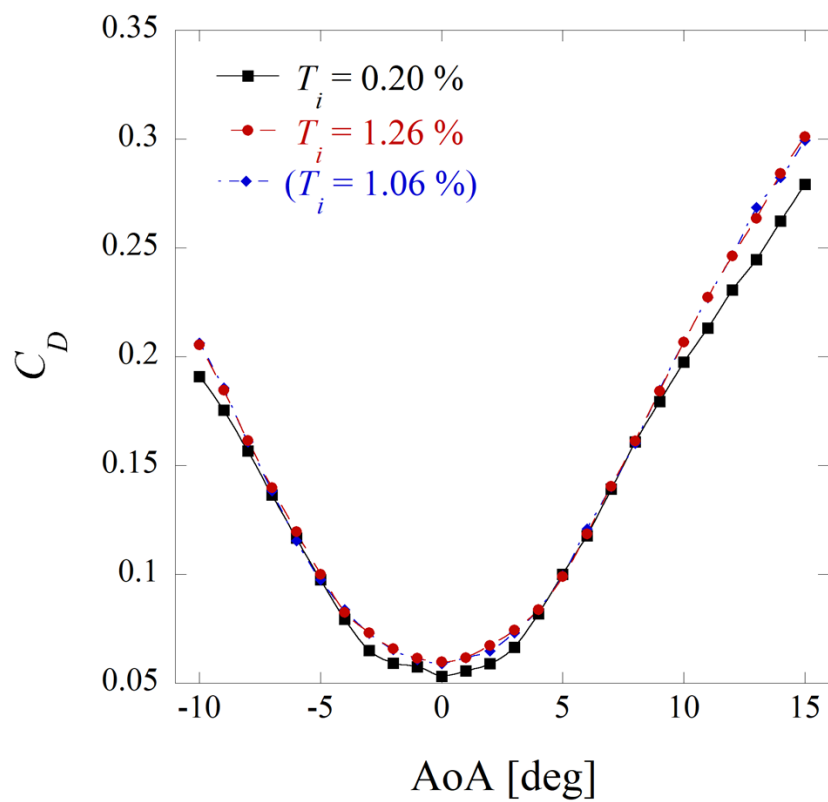
#### 5.1.1 空力特性に対する主流乱れ強さの影響

Fig. 5.1 に、 $Re=20,000$  における矩形平板翼の空力特性に対する  $T_i$  の影響を示す。はじめに  $T_i=1.06\sim 1.26\%$  の範囲では、空力的な差はほとんどなく乱流格子の種類による違いは見られない。空力特性の顕著な差は、乱流格子の有無によって生じると言える。 $\alpha=0\sim 9\text{ deg}$  の低迎角では、抗力係数の微小な変化により、揚抗比が僅かに変化するものの、乱流格子の有無に関わらず、空力特性にはほとんど変化は見られない。この迎角範囲では Fig. 4.2 に示すように、 $T_i$  の増加により、剥離泡が短くなるため、翼面上の圧力分布が変化する。それにも関わらず、空力特性に変化を及ぼさない理由を LES によって得られた結果を用いて考察する。揚力曲線が変化しない理由は、Fig. 4.14(a) に示す  $0\text{ deg}$  における圧力分布より、剥離泡が短くなることで負圧を保つ領域は減少するものの、剥離泡内部の負圧レベルが上昇し、負圧の積分値が変化しないことが原因であると考えられる。本研究では、薄い翼型模型を用いたため、静圧管を用いて圧力を測定することが困難である。そのため圧力分布の代わりにピッチングモーメント特性を計測し、この考察を検証する。Fig. 5.2 に  $T_i=0.20\%$  及び  $T_i=1.26\%$  におけるピッチングモーメント特性を比較する。ここで、モーメントの中心は、前縁からコード長の  $25\%$  の位置である。ピッチングモーメント係数は、 $\alpha=1\sim 10\text{ deg}$  の迎角範囲で、 $T_i$  の増加によって上昇する。このピッチングモーメント係数の増加は、 $x/c=0.25c$  よりも前縁側で、剥離泡内の負圧が上昇することに起因する。以上より、 $\alpha=0\sim 9\text{ deg}$  の低迎角では、 $T_i=0.20\%$  と  $T_i=1.26\%$  の間で翼面上の負圧の増加と減少のトレードオフが起こるため、揚力特性に変化が現れないと考えられる。

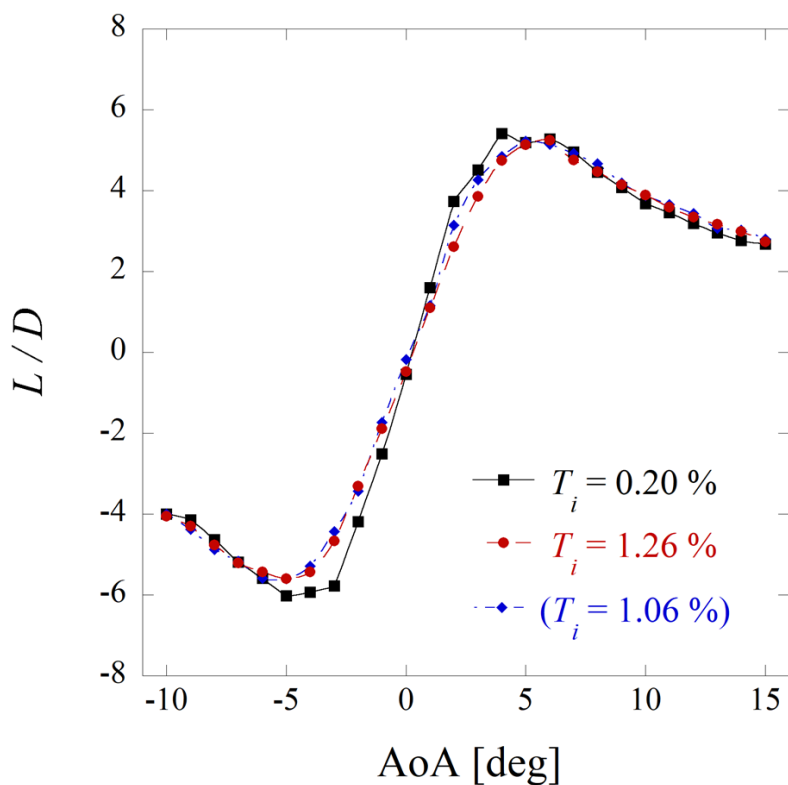
低迎角においては、いずれの条件においてもポテンシャルフローを仮定した平板翼の揚力傾斜の理論式( $C_L = 2\pi\alpha$ )と概ね一致する。一方で、 $\alpha=10\text{ deg}$  以上の高迎角では、空力的な変化が顕著に現れる。これは Fig. 4.2 に示す流れ場の変化に起因する。 $\alpha=10\text{ deg}$  において、流れが翼面上に再付着せず前縁剥離流れとなる  $T_i=0.20\%$  では、前縁からのコヒーレント渦の崩壊によって負圧を維持し、揚力係数が横ばいに推移する<sup>(52)</sup>。これに対して、 $T_i=1.26\%$  では  $\alpha=10\text{ deg}$  まで翼面上に剥離泡を形成するため、迎角変化に伴い、揚力と抗力の両方が増加する。ただし、揚力と抗力の両方が増加するため、高迎角での揚抗比には変化が見られない。 $T_i$  の増加により、高迎角でのみ空力変化が発生するという特性は、Wang らによる NACA0012 翼の結果と一致する<sup>(22)</sup>。



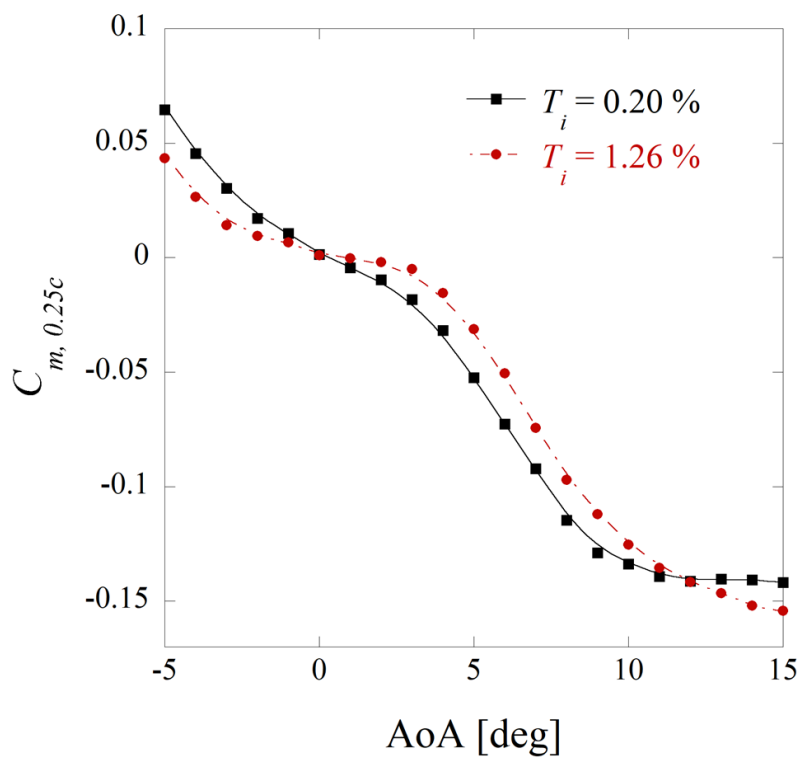
(a) 揚力特性



(b) 抗力特性

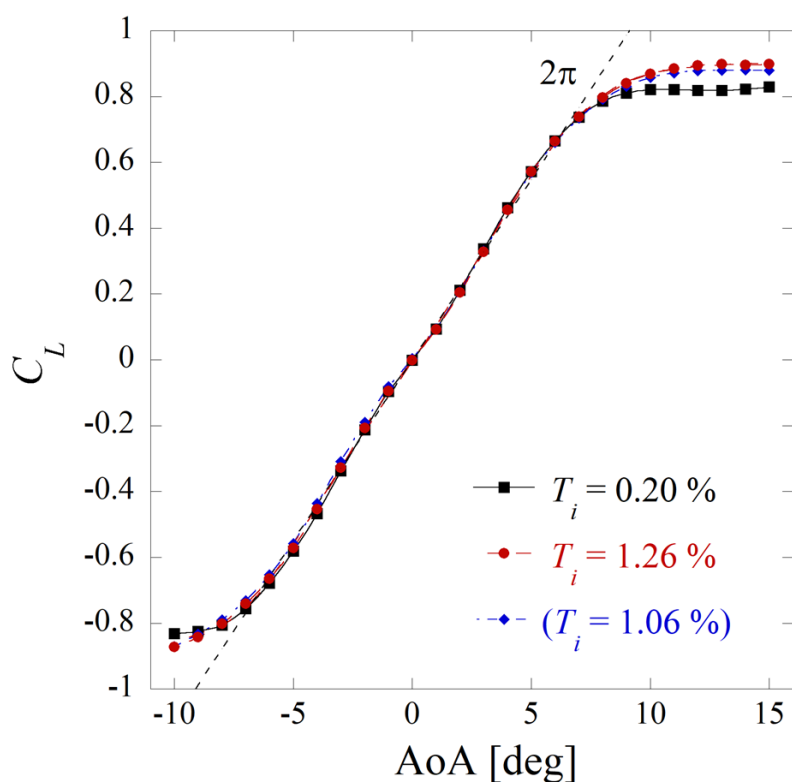


(c) 揚抗比

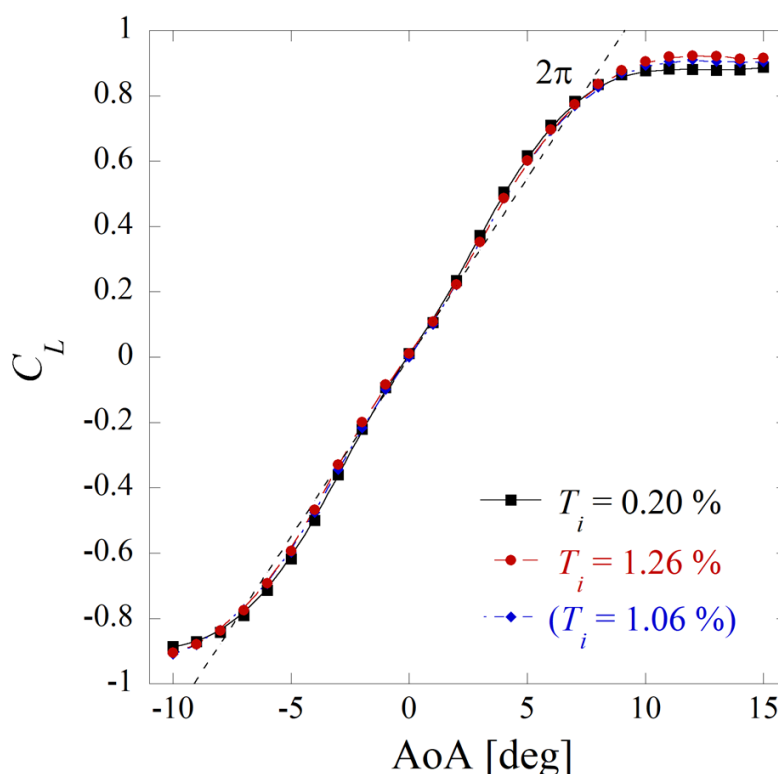
Fig. 5.1 矩形平板翼の空力性能の乱れ強さによる比較( $Re = 20,000$ )Fig. 5.2 ピッチングモーメント係数の乱れ強さによる比較( $Re = 20,000$ )

### 5.1.2 主流乱れ強さの影響に対する $Re$ 数依存性

Fig. 5.3 に  $Re = 40,000$  及び  $Re = 60,000$  における揚力係数に対する  $T_i$  の影響を示す。  $T_i = 1.26\%$  では、Fig. 5.1(a)に示す  $Re = 20,000$  の結果と比較すると、揚力傾斜に僅かな増加が見られるものの、 $\alpha = 10 \text{ deg}$  を超える高迎角では、空力性能に対する  $Re$  数の依存性はほとんど無視できる。これに伴い、高迎角で見られる  $T_i$  の増加による揚力係数の増加は、 $Re$  数が増加するにつれて徐々に減少する。 $Re$  数の増加は、 $T_i$  の増加とほぼ同じ流体効果を示すため、 $Re \geq 60,000$  の条件では、1%程度の  $T_i$  は、ほとんど矩形平板翼の空力性能に影響を及ぼさないとと言える。



(a)  $Re = 40,000$

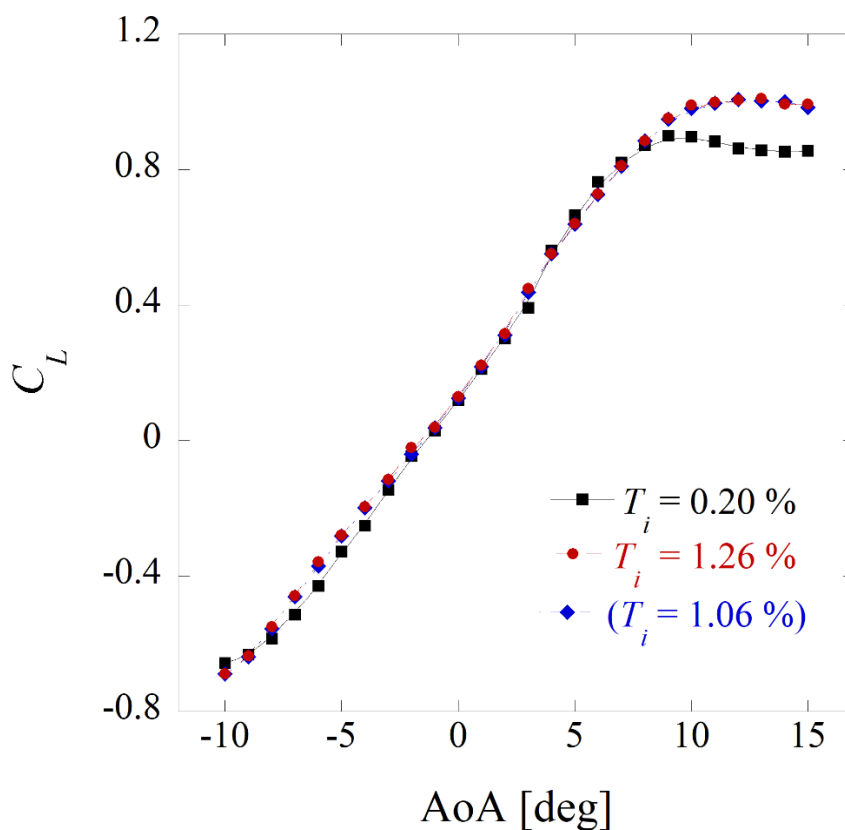
(b)  $Re = 60,000$ Fig. 5.3 揚力特性に対する乱れ強さの影響の  $Re$  数比較

## 5.2 石井翼型の空力特性に対する主流乱れ強さの影響

### 5.2.1 空力特性に対する主流乱れ強さの影響

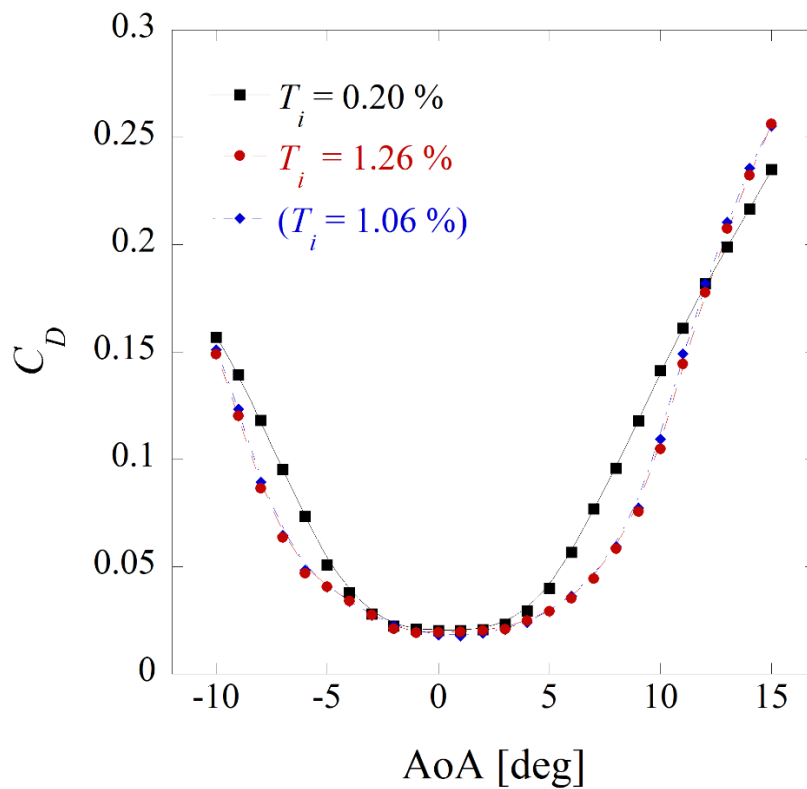
Fig. 5.4 に、 $Re=20,000$  において  $T_i$  の変化が石井翼の空力特性に与える影響を示す。石井翼においても矩形平板翼と同様に、 $T_i = 1.06 \sim 1.26\%$  の範囲では、空力的な差はほとんどないため、乱流格子の有無によって空力的に顕著な差が生じると言える。Fig. 5.4(a) に示す揚力特性では、格子の有無に関わらず、 $\alpha = 0 \sim 9 \text{ deg}$  の揚力曲線にほとんど影響は見られない。一方で Fig. 5.4(b) に示す抗力特性では、抗力係数が減少する。この現象は Fig. 4.16 に示す流れ場の変化に起因すると考えられる。この迎角範囲では  $T_i$  の増加により境界層厚さが小さくなる。そのため圧力抵抗が減少し、結果として抗力係数が低下すると考えられる。また揚力係数にはほとんど影響を与えないにも関わらず、抗力係数が減少することから揚抗比が増加する。最大揚力比 ( $L/D_{max}$ ) は  $T_i = 0.2\%$  と比較して約 16% 上昇し、 $T_i$  の増加が石井翼の空力性能を向上させる。 $T_i$  の増加が抗力係数の減少に寄与し、揚抗比を上昇させる現象は、前述の矩形平板翼や NACA0012<sup>(22)</sup>, NACA0015<sup>(53)</sup> では報告されておらず、石井翼の特徴であると言える。また  $\alpha = 9 \text{ deg}$  以上の高迎角では、揚力係数及び抗力係数の両方に変化が現れる。 $T_i = 0.20\%$  では、 $\alpha = 9 \text{ deg}$  で失速し、揚力係数が低下する。これに対して、 $T_i = 1.26\%$  では、揚力係数が  $\alpha = 11 \text{ deg}$

まで上昇し続け、失速の遅れが見られる。これに伴い、最大揚力係数は、 $T_i = 0.20\%$ と比較して約 12%増加する。これは  $T_i$ の増加により、剥離せん断層の再付着を早めることで、翼面上に剥離泡を保つことが原因である(Fig. 4.16(g), (o)). このような  $T_i$ の増加に伴う失速特性の向上は、他の翼型においても同じ傾向が見られる。また  $T_i = 1.26\%$ では  $\alpha = 10 \text{ deg}$ 以降で、揚力係数はほぼ横ばいになり、一般的に失速時に見られる揚力係数の急激な低下は起こらない。これは Fig. 4.17 に示すように、翼面上に再付着しない剥離流れであるものの、せん断層外からエネルギーが供給されやすく、翼面上の負圧分布を維持し続けるためであると考えられる。また高迎角では揚力上昇と抗力上昇のトレードオフにより揚抗比にはほとんど影響を与えない。

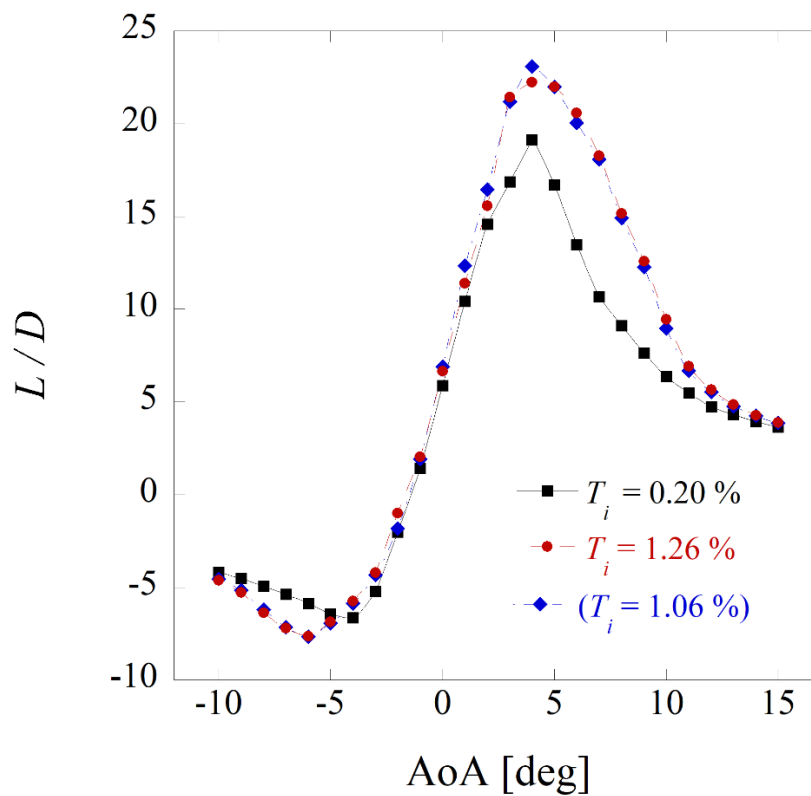


(a) 揚力特性





(b) 抗力特性

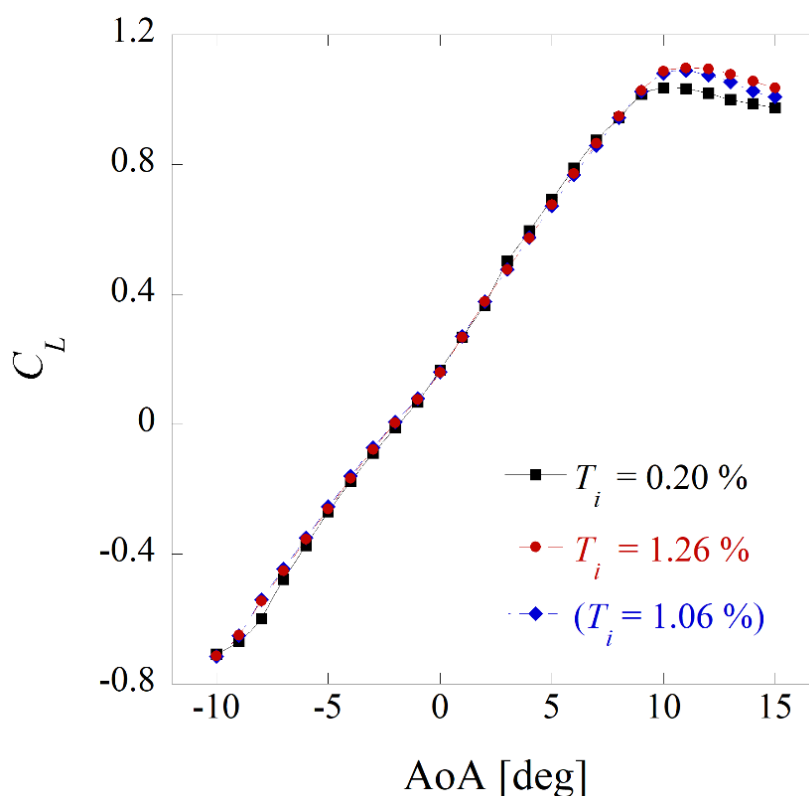


(c) 揚抗比

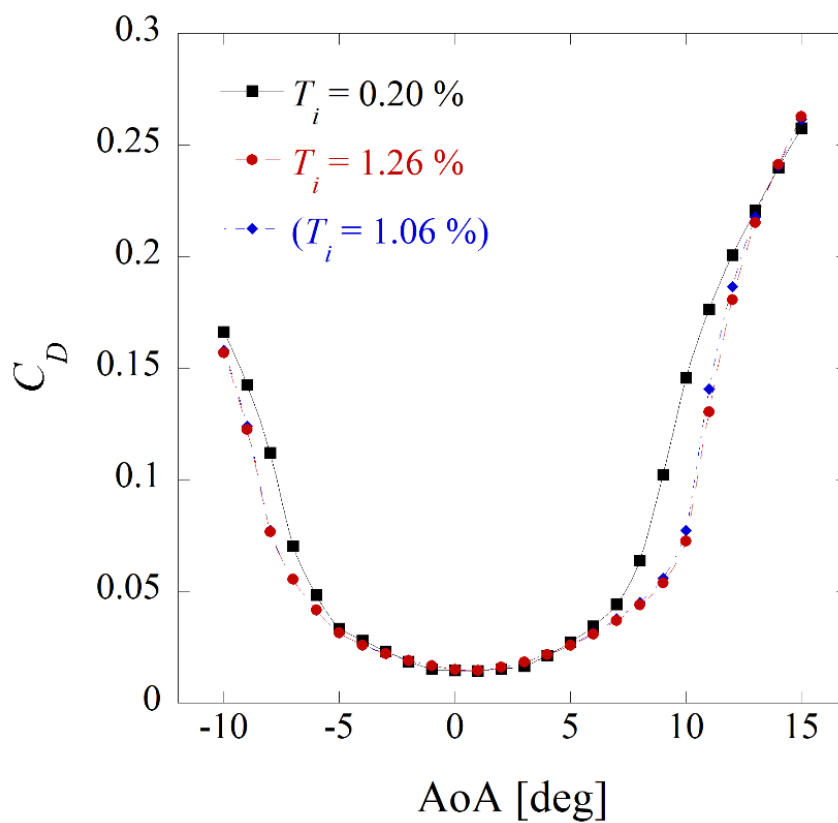
Fig. 5.4 石井翼型の空力性能の乱れ強さによる比較( $Re = 20,000$ )

## 5.2.2 主流乱れ強さの影響に対する $Re$ 数依存性

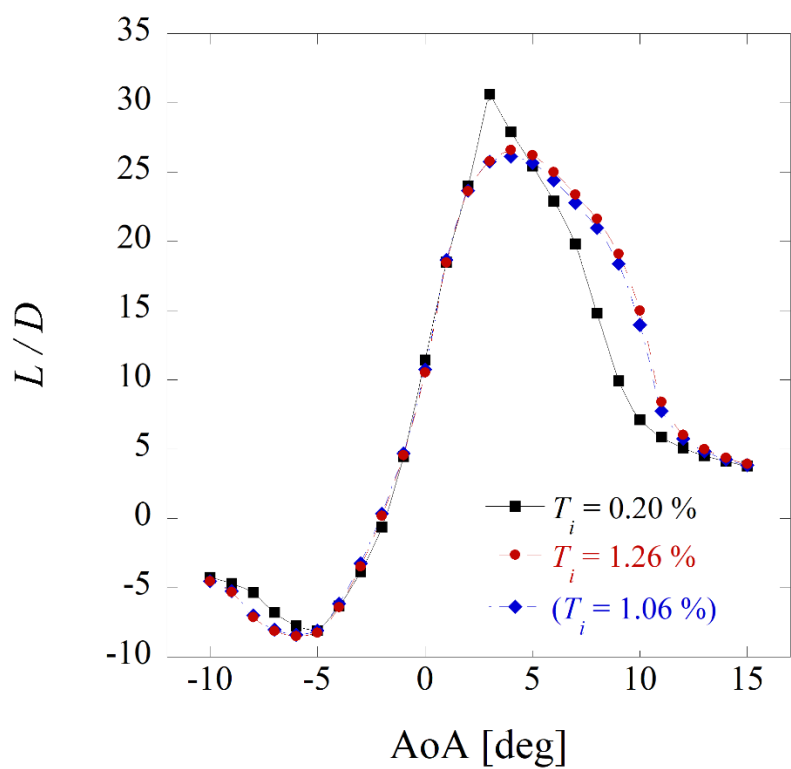
Fig. 5.5 に  $Re = 60,000$  における石井翼の空力特性に対する  $T_i$  の影響を示す。Fig. 5.5(a) に示す揚力特性では、 $T_i$  の増加により、 $\alpha = 10 \text{ deg}$  以上の高迎角で失速特性が向上する。ただし、最大揚力係数の増加は約 5.8% に過ぎず、 $Re = 20,000$  の結果よりも増加は小さくなる。Fig. 5.5(b) に示す抗力特性においても、 $Re = 20,000$  と同様、抗力係数が減少する。しかし、抗力係数が減少する迎角範囲は、 $Re = 20,000$  よりも狭くなる。加えて、 $Re = 20,000$  で見られた高迎角における抗力係数の増加は見られない。したがって、揚力特性及び抗力特性に対する  $T_i$  の影響は  $Re$  の増加に伴い、傾向は変わらないものの変化量が減少すると言える。一方で Fig. 5.5(c) に示す揚抗比に対する  $T_i$  の影響は、 $Re = 20,000$  における傾向と異なる。最大揚抗比に対する  $T_i$  の影響の  $Re$  数依存性を Fig. 5.6 に示す。 $Re = 20,000$  においては  $T_i$  の増加により、最大揚抗比が上昇する。しかし、この傾向は  $Re = 40,000$  を境に逆転し、 $Re = 60,000$  では最大揚抗比が減少する。以上から、石井翼の空力性能に対する  $T_i$  の影響は、 $Re$  数が小さくなるほど顕著になり、空力性能を向上させると言える。



(a) 揚力特性



(b) 抗力特性



(c) 揚抗比

Fig. 5.5 石井翼型の空力性能の乱れ強さによる比較( $Re = 60,000$ )

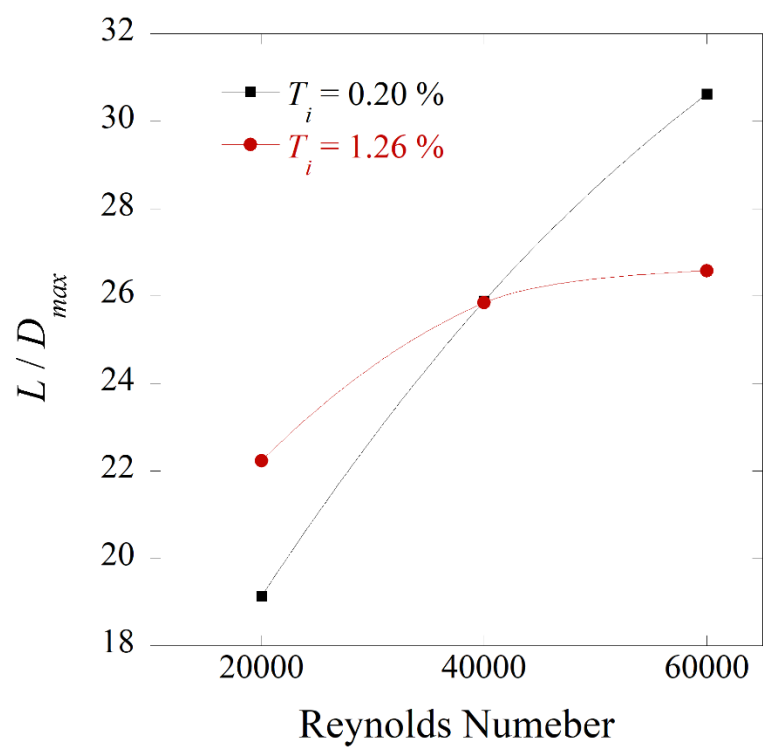


Fig. 5.6 最大揚抗比に対する  $T_i$  の影響の  $Re$  数依存性

## 第6章 結論

本研究では、低  $Re$  数領域において、主流乱れ強さ( $T_i$ )を変化させ、矩形平板翼及び石井翼型の剥離泡の挙動、並びに空力性能に対する  $T_i$  の影響を評価することを目的に、風洞試験及び数値解析を行った。得られた知見を以下に示す。

### 矩形平板翼の剥離せん断層に対する主流乱れ強さの影響

空力計測、流れ場の可視化計測、境界層の周波数計測及び LES による数値解析を行い、以下の知見を得た。

- $Re=20,000$  では、 $T_i$  の増加により、剥離せん断層が KH 不安定による 2 次元の KH ロールを形成する過程をバイパスし、バイパス遷移を引き起こす。このバイパス遷移により乱流遷移を促進し、剥離せん断層の再付着点を上流に移動させることで剥離泡を短くする。ただし、今回計測を行った 1% 程度の  $T_i$  では、LES の結果から瞬間的な KH ロールが見られるため、バイパス遷移と KH 不安定による乱流遷移の両方が混在する領域であると考えられる。
- $Re = 6,100$  では、 $T_i$  の増加は、2 次元の KH ロールからのヘアピン渦の形成を促進し、乱流遷移を誘発させることで、剥離泡の形成過程を変化させる効果を示す。またこの  $Re$  数領域では  $Re$  数の増加により剥離泡が長くなるにも関わらず、 $T_i$  が増加すると再付着点が前縁側へ移動し、わずかに剥離泡が短くなる。剥離せん断層が乱流遷移せず層流のまま再付着し剥離泡を形成する  $Re$  数領域では、 $T_i$  の増加は剥離泡に対して  $Re$  数の増加とは逆の効果を示す。このような極めて低い  $Re$  数領域では、 $T_i$  の増加は剥離泡の形成過程における剥離せん断層の乱流遷移の有無に関わらず、剥離泡を短くする効果を示す。
- $T_i$  の増加により再付着を促進する作用は、 $Re$  数が低いほど小さくなり、剥離泡の長さに対する影響が小さくなる。この傾向は翼型のように逆圧勾配によって形成される剥離泡に対する  $T_i$  の影響とは逆の傾向を示す。 $Re$  数が非常に低い領域においては、剥離泡に対する  $T_i$  の影響が、流れが形状に沿って逆圧力勾配によって剥離するか、もしくは幾何学形状によって強制剥離になるか、という剥離の仕方に大きく依存する。
- $T_i$  の増加により、圧力分布の非定常性が増加する。 $T_i$  が増加すると安定した剥離せん断層が形成されず、剥離した直後から剥離せん断層が不安定になる。
- 抗力係数は  $T_i$  が増加してもほとんど変化しない。しかし、全抵抗における圧力抵抗と粘性抵抗の内訳には変化が生じ、圧力抵抗の減少し、粘性抵抗が増加する。この理由は  $T_i$  の増加により、再付着点が前縁側へ移動し、剥離領域が減少することが原因であると考えられる。

- 空力特性に対する  $T_i$  の影響は、高迎角において顕著に現れる。  $T_i$  の増加により、剥離せん断層の再付着を早め、高迎角においても翼面上に剥離泡を形成するため、迎角変化に伴い揚力と抗力の両方が増加する。ただし、揚力と抗力の両方が増加するため、高迎角においても揚抗比には変化が見られない。また、この空力性能の変化は  $Re = 20,000 \sim 60,000$  の範囲で  $Re$  数の増加に伴い徐々に小さくなる。

### 石井翼の剥離泡に対する主流乱れ強さの影響

空力計測及び流れ場の可視化試験を行い、以下の知見を得た。

- $T_i$  の増加は、翼上面の境界層を薄くする効果を示す。境界層が薄くなることで、圧力抵抗が減少し、低迎角において抗力係数が減少する。低迎角では揚力係数にはほとんど影響を与えないにも関わらず、抗力係数が減少することから揚抗比が上昇する。  $Re = 20,000$  では最大揚抗比が上昇し、  $T_i$  の増加が石井翼の空力性能を向上させる。しかし、この傾向は  $Re = 40,000$  を境に逆転し、  $Re = 60,000$  では最大揚抗比が減少する。
- $\alpha = 9 \text{ deg}$  以上の高迎角においては、  $T_i$  の増加により、失速が遅れ、最大揚力係数が上昇する。これは  $T_i$  の増加により、剥離せん断層の再付着を早めることで、翼上面に剥離泡を保つことが原因である。  $T_i$  の増加によるこれらの空力変化は  $Re = 20,000 \sim 60,000$  の範囲で  $Re$  数の増加に伴い徐々に小さくなる。石井翼の空力性能に対する  $T_i$  の影響は、  $Re$  数が小さくなるほど顕著になり、空力性能を向上させる。

本研究で得られた知見より、今後の展望を以下にまとめる。

- 本研究では、約 1% 程度の  $T_i$  の影響を評価した。しかし、実用的な飛行環境を考える上では、より大きな  $T_i$  の影響を評価する必要がある。この課題に対しては、本研究で用いた静的な乱流格子では大きな乱れを生成することが困難であるため、動的な乱流格子を用いた風洞試験、あるいは LES を用いた数値計算によってより大きな  $T_i$  の影響を評価することが望まれる。



## 参考文献

- (1) T. J. Mueller, “Aerodynamic Measurements at Low Reynolds Numbers for Fixed Wing Micro-Air Vehicles”, DTIC ADP010760, DTIC, Fort Belvoir, (1999).
- (2) R. J. Wood, “The First Takeoff of a Biologically-Inspired At-Scale Robotic Insect”, IEEE Transactions on Robotics, Vol. 24, pp. 341–347, (2008).
- (3) I. Uyanik, and A. Wesley, “Next generation gas emission monitoring system”, Proceedings of the SPE Middle East Oil and Gas Show and Conference, Bahrain, 18–21 March 2019, SPE–195015–MS, (2019).
- (4) A. Oyama, and K. Fuji, “A Study on Airfoil Design for Future Mars Airplane”. Proceedings of the 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Nevada, 21 June 2012, AIAA Paper 2006–1484, (2006).
- (5) R. D. Braun, et al., “Design of the ARES Mars Airplane and Mission Architecture”, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 43, No. 5, pp. 1026–1034, (2006).
- (6) JAXA 宇宙科学研究所 大山研究室 Web 資料より (<http://www.isas.jaxa.jp/j/researchers/symp/sss13/paper/S6-003.pdf>)
- (7) F. W. Schmitz, “The aerodynamics of small Reynolds numbers”, NASA technical memorandum, p. 51, (1980).
- (8) J. H. McMasters, and M. L. Henderson, “Low-Speed Single-Element Airfoil Synthesis”, Technical Soaring, Vol. 6, No.2, pp. 1–21, (1980).
- (9) P. B. S. Lissaman, “LOW-REYNOLDS-NUMBER AIRFOILS”, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 15, pp. 223–239, (1983).
- (10) 李家賢一, “翼型上に生ずる層流剥離泡”, 日本流体学会誌, 第 22 卷, pp. 15–22, (2003).
- (11) 李家賢一, “層流剥離泡制御による翼型失速抑制の可能性について”, 日本航空宇宙学会誌, 第 61 卷, 第 1 号, pp. 8–13, (2013).
- (12) 畑甲為, 他, “翼型上の Short Bubble 内部に生ずる低周波数速度変動に関する実験的研究”, 日本航空宇宙学会論文集, 第 50 卷, pp. 293–300, (2002).
- (13) K. Sasaki, and M. Kiya, “Three-Dimensional Vortex Structure in a Leading-Edge Separation Bubble at Moderate Reynolds Number”, Journal of Fluids Engineering, Vol. 113, pp. 405–410, (1991).
- (14) W. B. Roberts, “Calculation of laminar separation bubbles and their effect on airfoil performance”, AIAA Journal, Vol. 18, pp. 25–31, (1980).

- (15) L. E. Jones, et al., “Direct numerical simulations of forced and unforced separation bubbles on an airfoil at incidence”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 602, pp. 175–207, (2008).
- (16) M. D. Ripley, and L. L. Pauley, “The unsteady structure of two-dimensional steady Laminar separation”, *Physics of Fluids*, Vol. 5, pp. 3099–3106, (1993).
- (17) D. Lee, et al., “Mechanisms of Surface Pressure Distribution Within a Laminar Separation Bubble at Different Reynolds Numbers”, *Physics of Fluids*, Vol. 27, Article ID: 023602, (2015).
- (18) F. W. Schmitz, “Aerodynamics of the model airplane part 1 airfoil measurement”, RSIC-721, p. 203, (1967).
- (19) M. Anyoji, et al, “Computational and Experimental Analysis of a High-Performance Airfoil Under Low-Reynolds-Number Flow Condition”, *Journal of Aircraft*, Vol. 51, No. 6, pp. 1864–1872, (2014).
- (20) T. Tsuchiya, et al., “Influence of Turbulence Intensity on Aerodynamic Characteristics of an NACA 0012 at Low Reynolds Numbers”, *Proceedings of the 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Texas, 7–10 January 2013*, AIAA Paper 2013-0065, (2013).
- (21) J. A. Hoffmann, “Effects of Freestream Turbulence on the Performance Characteristics of an Airfoil”, *AIAA Journal*, Vol. 29, pp. 1353–1354, (1991).
- (22) S. Wang, et al., “Turbulent Intensity and Reynolds Number Effects on an Airfoil at Low Reynolds Numbers”, *Physics of Fluids*, Vol. 26, Article ID: 115107, (2014).
- (23) D. Simoni, et al., “Inspection of the Dynamic Properties of Laminar Separation Bubbles: Free-Stream Turbulence Intensity Effects for Different Reynolds Numbers”, *Experiments in Fluids*, Vol. 58, Article No.66, (2017).
- (24) H. Li, and Z. Yang, “Numerical Study of Separated Boundary Layer Transition under Pressure Gradient”, *Proceedings of the 12th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Malaga, 11–13 July 2016*, pp. 1759–1764, (2016).
- (25) W. Balzer, and H. F. Fasel, “Numerical Investigation of the Role of Free-Stream Turbulence in Boundary-Layer Separation”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 801, pp. 289–321, (2016).
- (26) Z. Yang, and I. E. Abdalla, “Effects of Free-Stream Turbulence on a Transitional Separated-Reattached Flow over a Flat Plate with a Sharp Leading Edge”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 30, pp. 1026–1035, (2009).
- (27) I. E. Abdalla, and Z. Yang, “Numerical Study of the Instability Mechanism in Transitional Separating-Reattaching Flow”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 25, pp. 593–605, (2004).

- (28) M. Langari, and Z. Yang, “Numerical Study of the Primary Instability in a Separated Boundary Layer Transition under Elevated Free-Stream Turbulence”, *Physics of Fluids*, Vol. 25, Article ID: 074106, (2013).
- (29) 辻廣, “乱流格子設計の一資料”, 東京大学航空研究所集報, 第1巻, 第3号, pp.179–184, (1959).
- (30) G. I. Taylor, “The spectrum of turbulence”, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Mathematical and Physical Sciences*, London, 18 February 1938, Vol. 164, pp. 476–490, (1938).
- (31) J. B. Barlow, et al., “Low-Speed Wind Tunnel Testing”, Wiley, New York, (1999).
- (32) T. J. Mueller, and T. F. Burns, “Experimental Studies of the Eppler 61 airfoil at Low Reynolds Numbers”, *Proceedings of the 20th Aerospace Sciences Meeting*, Orlando, 11–14 January 1982, AIAA paper 1982-0598, (1982).
- (33) M. Anyoji, et al., “Aerodynamic Measurements in the Mars Wind Tunnel at Tohoku University”, *Proceeding of the 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, Orlando, 4–7 January 2011, AIAA paper 2011-852, (2011).
- (34) J. H. Ferziger, and M. Perić, “Computational Methods for Fluid Dynamics”, Springer, Berlin, (1996).
- (35) F. Nicoud, and F. Ducros, “Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor”, *Flow, Turbulence and Combustion*, Vol. 62, pp.183–200, (1999).
- (36) J. Smagorinsky, “General circulation experiments with the primitive equations”, *Monthly Weather Review*, Vol. 91, pp. 99–164, (1963).
- (37) M. Germano, et al., “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”, *Physics of Fluids A*, Vol. 3, pp. 1760–1765, (1991).
- (38) D. K. Lilly, “A proposed modification of the Germano subgrid scale closure method”, *Physics of Fluids A*, Vol. 4, pp. 633–635, (1992).
- (39) S. Kawai, and K. Fujii, “Compact scheme with filtering for large-eddy simulation of transitional boundary layer”, *AIAA Journal*, Vol. 46, pp. 690–700, (2008).
- (40) 沼田大樹, 他, “火星大気風洞の主流乱れの制御と翼型特性への影響”, 平成24年度宇宙航行の力学シンポジウム, pp. 1–2, (2013).
- (41) J. H. Watmuff, “Evolution of a Wave Packet into Vortex Loops in a Laminar Separation Bubble”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 397, pp. 119–169, (1999).
- (42) H. H. Bruun, “Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis”, Oxford University Press, Oxford, (1995).
- (43) F. Durst, et al., “In Situ Calibration of Hot Wires Close to Highly Heat-Conducting Walls”, *Experiments in Fluids*, Vol.31, pp.103–110, (2001).
- (44) I. E. Abdalla, and Z. Yang, “Numerical Study of a Separated-Reattached Flow on a Blunt Plate”,

- AIAA Journal, Vol. 43, pp. 2465–2474, (2005).
- (45) M. Kiya, and K. Sasaki, “Structure of a Turbulent Separation Bubble”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 137, pp. 83–113, (1983).
  - (46) N. J. Cherry, et al., “Unsteady Measurements in a Separated and Reattaching Flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 144, pp. 13–46, (1984).
  - (47) S. Chandrasekhar, “Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability”, Clarendon Press, Oxford, (1961).
  - (48) I. Tani, “Low Speed Flows Involving Bubble Separations”, *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 5, pp. 72–103, (1964).
  - (49) M. M. O’Meara, and T. J. Mueller, “Laminar Separation Bubble Characteristics on an Airfoil at Low Reynolds Number”, *AIAA Journal*, Vol. 25, pp. 1033–1041, (1987).
  - (50) H. L. Dryden, and A. M. Kuethe, “Effect of turbulence in wind tunnel measurements”, *NACA Report No. 342*, pp. 147–170, (1931).
  - (51) E. N. Jacobs, and W. C. Clay, “Characteristics of the NACA 23012 airfoil from tests in the full-scale and variable-density tunnels”, *NACA Report No. 530*, pp. 435–444, (1936).
  - (52) D. J. Garmann, and M. R. Visbal, “Dynamics of Revolving Wings for Various Aspect Ratios”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 748, pp. 932–956, (2014).
  - (53) J. Hoffmann, “Effects of onset free-stream turbulence on the performance characteristics of an airfoil”, *AIAA Paper 90–3025*, (1990).

## 謝辞

大学院に入学し研究を行い、多くの方々のお力添えにより、この論文を完成させることができました。この場をお借りして御礼申し上げます。

安養寺正之 准教授には、指導教官として多大なご指導を受け、研究の進め方、データ処理や論文の書き方などおおくのことをご指導いただきました。また研究に行き詰った際には、的確な助言をいただき、未熟な私のために多くの時間を割いていただきました。誠に有難うございました。

大和裕里 秘書には、本研究室における事務関連等、陰ながら様々な便宜を図って頂きました。ここに心から御礼申し上げます。

同研究グループのメンバーである大野晴之君、金川昌弘君、青木拓未君、向原大貴君のおかげで研究を円滑に進める事が出来ました。心から感謝します。

同研究室の仲間には、この三年間での研究室生活で公私共々大変お世話になりました。特に同期の王文才君、小林亮太君、土黒聖斗君、平松修一君、宇佐見一輝君、宮武京右君にも感謝の意を表します。今後の皆の活躍を期待しています。いつの日か、皆の成長した姿を見るのが楽しみです。

最後に、大学の4年間、大学院の2年間、計6年間で経済的にも精神的にも支えて頂いた両親、家族に感謝します。日頃よりたくさんの方の支援をしてくださり、十分に学業や研究に打ち込める環境を与えてくださったことに深く感謝申し上げます。

令和3年 2月 8日

梶原 克弥