

格子ボルツマン法による 低圧タービン翼まわりのはく離遷移流れのLES解析

LES of Transitional Separated Flow over a Low-Pressure Turbine Airfoil Using Lattice Boltzmann Method

加藤 千裕^{*1}
KATO Chihiro

山田 和豊^{*1}
YAMADA Kazutoyo

船崎 健一^{*1}
FUNAZAKI Kenichi

ABSTRACT

This paper discusses the LES results of transitional separated flows on the suction and pressure surfaces of a low-pressure turbine airfoil for an aeroengine using the lattice Boltzmann method (LBM) that Large-Eddy Simulation (LES) can perform large-scale calculations with dense mesh system with fewer operation counts than conventional Navier-Stokes simulations. The LBM adopted in this study uses cumulant collision model to provide high accuracy and stability in predicting turbulent flows. The LBM results are well validated by comparing with the experimental results. In analyses of the flow field, we especially focus on the vortical flow structure occurring downstream of the separated flow on the suction and pressure surfaces of the turbine airfoil. The simulations are conducted at three Reynolds number conditions of 80k, 100k and 130k, and these results are compared with each other to reveal the effect of Reynolds number on the flow and the aerodynamic loss of the turbine.

キーワード：低圧タービン，LES，格子ボルツマン法，はく離遷移流れ，空力損失

Key words : Low-Pressure Turbine, Large-Eddy Simulation, Lattice Boltzmann Method (LBM),
Transitional Separated Flow, Aerodynamic Loss

1. 緒言

近年，環境適合性および低燃費化に対する要求が高まっており，航空エンジンは高バイパス比化が進んでいる。ターボファンエンジンでは，ファンがエンジン推力の大半を担っているが，このファンは低圧タービンにより駆動されている。このことから，低圧タービン性能はエンジン性能に大きく寄与する。特に，エンジン重量に占める割合が高く，タービン翼の高負荷化が進められていることから，その高効率化が重要な課題となっている。

高負荷低圧タービン翼では，高高度巡航時の低レイノルズ数化によって負圧面境界層は層流状態になり，はく離による性能低下が懸念されるため層流はく離泡の制御が必要である。そのためにははく離を正確に予測することが高負荷低圧タービン翼の性能評価にとって重要である。したがって，これまでに，LES (Large-Eddy Simulation) などの高精度乱流解析を用いて，主流乱れやレイノルズ数，マッハ数，上流後流などが低圧タービンの損失生成に及ぼす影響および損失生成メカニズムが詳細に調査されている^{(1),(2)}。さらには，実験に比べ流れ場の情報を豊富かつ安価で高速に得ら

れることから，低圧タービン用仮想数値風洞としてDNS (Direct Numerical Simulation) 解析が実施されRANSモデルの改良などにも応用されるようになってきている^{(3),(4)}。一方，近年，格子ボルツマン法 (LBM ; Lattice Boltzmann Method) が様々な流体計算に応用されはじめている^{(5),(6),(7)}。格子ボルツマン法では，従来のNavier-Stokes方程式に比べアルゴリズムが単純で演算量が少ないことから，大規模な計算を行うことが可能である。また，計算格子には等方的な直交等間隔格子が使用されるため，乱流の解析に適した手法であると考えられ，壁乱流の予測精度も高いことが期待される。しかし，はく離・遷移・再付着を含む複雑な乱流場について格子ボルツマン法が応用された報告はほとんどなく，十分な検証もなされていない。

本研究の目的は，低圧タービン翼まわりのはく離・遷移・再付着を伴う複雑流動場について，格子ボルツマン法による予測精度を検証することである。本研究では，航空エンジン用低圧タービン翼を対象として，格子ボルツマン法によるLES解析を実施し，解析結果と船崎らによる実験結果⁽⁸⁾を比較した。また，さまざまなレイノルズ数条件で翼負圧面上におけるはく離遷移（はく離起因の遷移）の非定常流動の詳細を調査するとともに，翼後縁における境界層特性値等による翼列損失の理論（いわゆるDenton損失）および翼列下流で計測された翼列損

原稿受付 2023年8月2日

査読完了 2024年4月15日

*1 岩手大学

〒020-8551 盛岡市上田4-3-5

失を評価し、実験と比較した。

2. 主な記号

C_{pb}	ベース圧係数	C	翼コード長
C_x	軸コード長	e	粒子速度
f	粒子分布関数	N	アンサンブル数
P	翼面静圧, 圧力	P_t	全圧
q	壁面までの無次元距離		
Re	出口速度とコード長に基づくレイノルズ数		
u_w	物体表面の移動速度		
t	翼後縁の厚み	u	境界層内の速度
$\vec{u}$	速度ベクトル	U_e	主流速度
V	質量重み付き平均速度		
$\overline{w}$	スロート幅	x	軸方向距離
y	ピッチ方向距離	y_e	境界層厚み
y_n	翼面法線方向距離	Ω	粒子の衝突演算子
$\vec{\zeta}$	渦度ベクトル	ρ	密度

- 添え字

i	任意のモデルで離散化された粒子速度の方向
1	入口計測位置 (前縁から60% C_x 上流)
2	出口計測位置 (後縁から115% C_x 下流)

3. 解析対象

本研究では、岩手大学直線翼列試験で調査された航空エンジン用低圧タービン翼を解析対象とした。Fig. 1に解析対象である低圧タービン翼列の空力試験装置の概略を示す。試験では、翼面静圧計測、熱線流速計による境界層速度プロファイル計測、ピトー管による翼列下流における全圧分布のトラバース計測が実施されている⁽⁸⁾。翼列上流および下流での圧力・速度の計測位置は、それぞれ翼前縁から60% C_x 上流、翼前縁から115%下流である。

4. 数値計算手法

4.1 格子ボルツマン方程式

格子ボルツマン法は、粒子の分布関数の時間発展を計算する手法であるが、粒子の速度空間は有限な離散速度で表現され、ボルツマン方程式の縮約モデルと考えることができる。格子ボルツマン法の基礎式は、離散ボルツマン方程式を時間方向および空間方向に離散化して、次のように表される。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) + \Omega_i \quad (1)$$

粒子速度モデルには3次元27速度(D3Q27)モデルを使用し、衝突項の演算にはガリレイ不変性を満足し高レイノルズ数流れで安定なCumulant衝突モデル⁽⁹⁾を採用した。マクロな物理量である密度、速度および圧力は、次式で計算される。

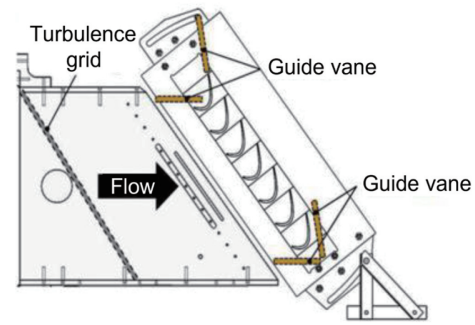


Fig. 1 Test apparatus of low-pressure turbine cascade

$$\begin{aligned} \rho &= \sum_i f_i \\ \mathbf{u} &= \frac{1}{\rho} \sum_i f_i \mathbf{c}_i \\ P &= \frac{\rho}{3} \end{aligned} \quad (2)$$

なお、本研究ではSGS 渦粘性モデルを導入し、LES 計算を実施した。SGS モデルには、WALE モデル⁽¹⁰⁾を採用した。

4.2 境界条件

物体壁面の境界条件は、すべり無し条件とし、Interpolated Bounce-Back (IBB) 法⁽¹¹⁾を適用した。計算領域境界では、境界条件として、マクロ物理量から計算される局所平衡分布関数を与えた。入口境界条件として、無次元速度(粒子速度で無次元化)を0.05、流入角 α を45.4°で固定して与えた。密度は勾配ゼロのノイマン条件を課した。出口境界では、密度を1.0で固定し、速度は、計算領域内部の値を外挿して与えた。スパン方向とピッチ方向に関しては周期境界を適用した。

また、実験における主流乱れは1.0%以下であり、主流乱れが流れ場に及ぼす影響は小さいとして無視した。

4.3 計算条件

実験では、出口レイノルズ数 $Re=100k$ の条件で試験されている。計算ではタービン性能に及ぼすレイノルズ数の影響を調査するために、出口レイノルズ数が80k, 100k, 130kの3条件について計算を実施した。本研究では、計算条件として直接レイノルズ数を与えており、レイノルズ数の変化に伴い動粘度が変化する。

4.4 計算格子

本研究では、計算格子はBuilding-Cube Method (BCM)⁽¹²⁾で作成した。計算領域は、軸方向に上流・下流の境界を軸コード長 C_x の約0.8~0.9倍離れた位置に設定し、スパン方向は軸コード長の約9%の厚みとした。なお、後述するように、翼負圧面境界層のはく離遷移において重要な役割を担う縦渦が十分に解像されており、今回設定したスパン長は翼負圧面側のはく離・遷移・再付着の流動を再現するのに十分である。本計算では、Cubeサイズを4階層とし、翼周囲とwake部に最小Cubeを配置した。Cube当たり各方向に17点の計算

格子点を配置した。最小格子幅は0.07 [mm]である。計算格子をFig. 2に示す。同図には、視認性を考慮してCubeのみが示されている。Cube数は37,399、総格子点数は183,495,637点である。解析結果から求めた翼後縁での y^+ はレイノルズ数130kの場合で3.5、100kの場合で2.5、80kの場合で1.0であった。本計算には九州大学のスーパーコンピュータシステムITOを用いた。576並列で解析を行い、各レイノルズ数条件の計算時間は、時間平均など統計処理に必要なデータ取得に必要な計算を含めて、約80～100時間であった。

5. 解析結果

5.1 翼面圧力係数

Fig. 3は翼面圧力分布を示しており、 $Re=80k$, $100k$, $130k$ 条件の解析結果および $Re=100k$ 条件の実験結果を比較している。グラフの横軸は軸コードで無次元化した軸方向距離を示しており、縦軸は翼面圧力係数を示している。翼面圧力係数 C_p は次式を用いて評価した。

$$C_p(x) = \frac{P_{t1} - P(x)}{\frac{1}{2} \rho V_2^2} \quad (3)$$

Fig. 3より、解析結果はいずれのレイノルズ数でも実験と概ね一致する。しかし、翼負圧面での加速が正確に再現されておらず、ピークは実験よりわずかに低くなっている。実験結果から、翼負圧面後縁側には層流はく離が確認される。負圧面境界層のはく離・再付着に関してみると、 $Re=130k$ 条件と $Re=100k$ 条件の解析結果は実験とよく一致した分布を示しており、はく離遷移現象が再現されていることがわかる。 $Re=80k$ 条件の場合では、再付着が実験よりも後縁側で起こっており、はく離

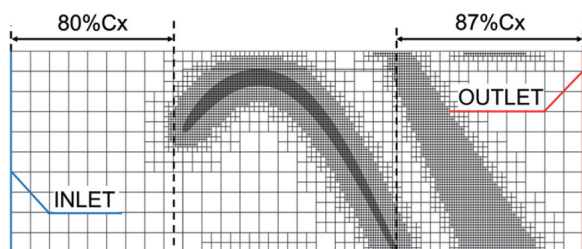


Fig. 2 Computational grid (only cubes shown)

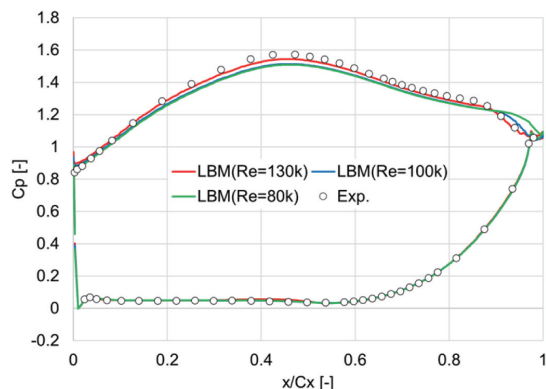
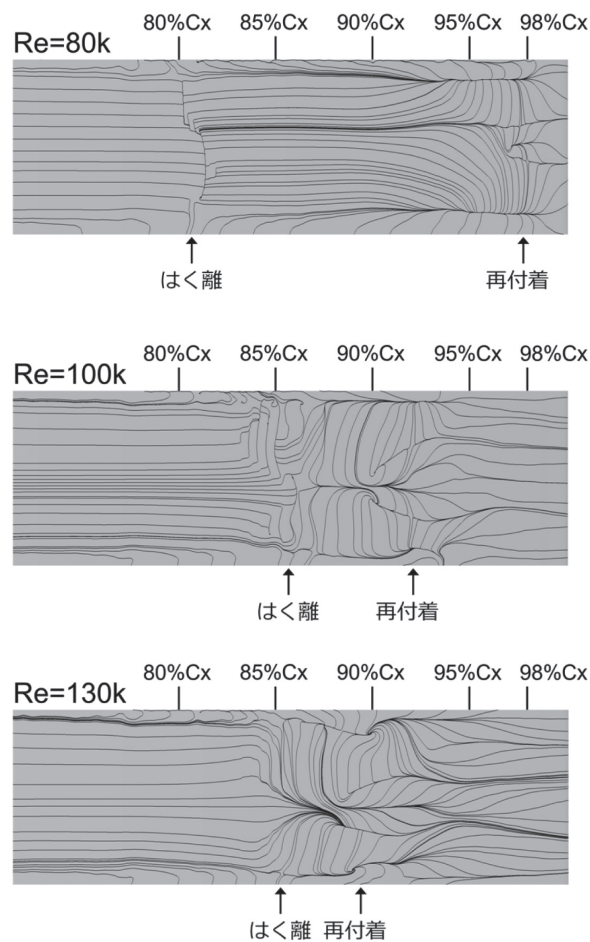


Fig. 3 Pressure coefficient distributions around turbine blade

遷移が遅れている。レイノルズ数の低下に伴って、負圧面側ピークが低下し、再付着位置は後縁側に移動する傾向にある。

5.2 翼面上の限界流線

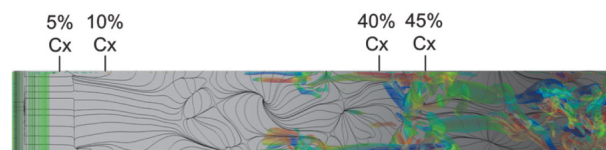
Fig. 4に解析結果による時間平均および瞬時の翼面上の限界流線を示す。ただし、LBMでは物体表面に沿って格子が配置されていないため、同図に示される限界流線は描画用の格子に速度を補間して可視化されたものであることに注意を要する。負圧面側は $Re=80k$, $100k$, $130k$ 条件で比較しており、圧力面側はレイノルズ数依



(a) Suction side near the trailing-edge (time-averaged)



(b) Pressure side at $Re=100k$ (time-averaged)



(c) Pressure side at $Re=100k$ (instantaneous)

Fig. 4 Limiting streamlines on the blade surface, and vortical flow structures are shown for (c)

存性がほとんどないため $Re=100k$ の結果のみを示す。同図より、負圧面境界層についてみると、 $Re=80k$ 条件では80% C_x 付近ではく離し、98% C_x 付近で再付着しているのに対し、 $Re=100k$ および $Re=130k$ 条件ではともに85% C_x 付近ではく離し、 $Re=100k$ では90% C_x よりやや下流、 $Re=130k$ では90% C_x よりやや上流で再付着している。したがって、再付着位置はレイノルズ数の低下に伴い下流に移動しており、遷移が遅れることで剥離領域が拡大している。なお、 $Re=80k$ では、はく離開始位置が上流に移動することでも、はく離領域が拡大している。

圧力面側についてみると、5～10% C_x にはく離線を確認できる。また時間平均流れでは、50～55% C_x で再付着線がみられ、圧力面側では前縁のはく離に伴う再循環領域が形成されている。Fig. 4 (c)については、瞬時の限界流線上に渦構造を併せて示している。渦構造は Q 値の等値面で可視化されており、無次元ヘリシティで色付けされている。無次元ヘリシティは次式で定義され、渦度ベクトルと速度ベクトルの成す角の余弦値を表すことから、流れ方向に軸を持つ縦渦を判別することができる¹³⁾。

$$H_n = \frac{\vec{\zeta} \cdot \vec{u}}{|\vec{\zeta}| |\vec{u}|} \quad (4)$$

はく離位置は時間平均流れと同様だが、同図に示した瞬間では40～45% C_x で一度再付着した後に、すぐに再度はく離している様子がみられる。瞬時流れでは、はく離は完全には閉じておらず、下流に縦渦が放出されている。

5.3 境界層速度分布

Fig. 5は実験における翼負圧面境界層の速度分布計測位置を示している。実験では、翼負圧面側において60% C_x から98% C_x の間の8か所で境界層速度分布の計測が実施されている。Fig. 6は、Fig. 5に示した各計測位置における、解析結果および実験結果の境界層速度分布の比較を示している。なお、実験結果は試験が実施された $Re=100k$ の結果のみが示されている。同図において、変曲点の有無や直線性などを調べることで、はく離開始点や再付着点といった流れの特徴的な箇所を明白に見出すことができる。同図の縦軸は翼面法線方向距離 Y_n [mm]を示しており、各計測位置での速度分布を横に並べて表示している。

Fig. 6より、75% C_x より上流の領域ではいずれのレイノルズ数の解析も実験と概ね一致しており、75% C_x より下流では各レイノルズ数条件で境界層の様子が異なっているが、60% C_x ～85% C_x を通して $Re=100k$ 条件での計算結果は実験結果と最もよく一致している。実験結果の速度分布および後述するRMS値から、境界層はく離は70% C_x 辺りから開始していると判断される。また実験での再付着点は、Fig. 3の翼面圧力分布とあわせて総合的に判断すると、90% C_x 付近であると考えられる。一方、計算結果では、速度分布からはく離位置を判断すると実験と対応するが、上述の通り、実際のはく離位置は実験より10～15% C_x 下流で生じている。再付着点に

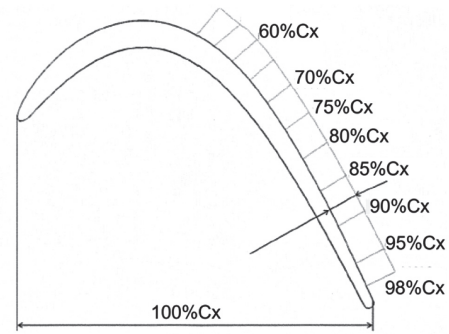


Fig. 5 Measurement locations of velocity profile

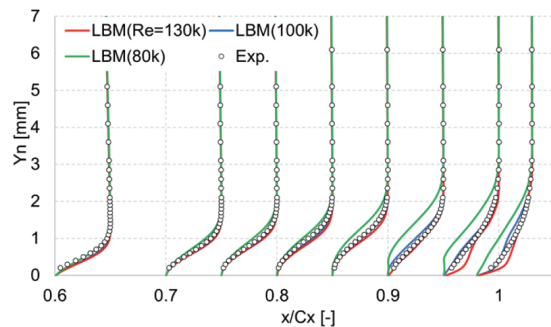


Fig. 6 Velocity profiles for three Reynolds numbers

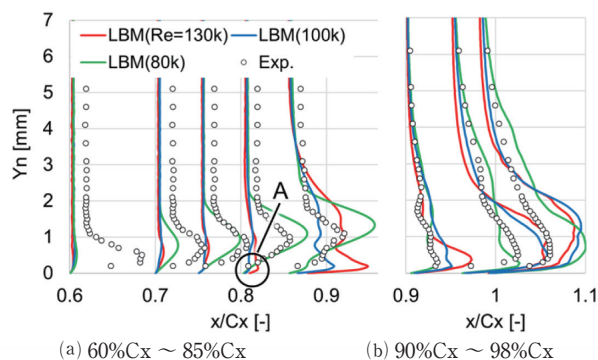
ついてみると、 $Re=130k$ 条件では90% C_x 、 $Re=100k$ 条件では90～95% C_x 、 $Re=80,000$ 条件では98% C_x あたりであると考えられ、レイノルズ数の低下とともに再付着点が下流に移動している。これは翼面圧力係数および翼負圧面の限界流線と対応している。

5.4 境界層RMS値

ここでは境界層内の速度のRMS値 u_{RMS} を評価した結果を示す。 u_{RMS} は次式を用いて評価した。

$$u_{RMS}(Y_n) = \sqrt{\frac{\sum_{n=1}^N (u^n(Y_n) - \bar{u}(Y_n))^2}{N}} \quad (5)$$

Fig. 7は、各条件での u_{RMS} を実験結果と比較している。グラフの縦軸に翼面法線距離 Y_n [mm]をとり、 u_{RMS} / U_e の分布を無次元軸コード位置ごとに分けて描いている。なお、同図では、(a) 60% C_x ～85% C_x と(b) 90% C_x ～98% C_x で視認性のために尺度を変更している。 $Re=130k$ 条件と $Re=100k$ 条件では80% C_x 付近で壁面近傍にピークが表れ始め、 $Re=80k$ 条件では70% C_x からピークが表れはじめる。このピーク位置は、はく離せん断層の中心あたりに対応している。はく離せん断層が下流で巻き上がり、周期的に渦として放出されることに伴って、上流側のはく離せん断層も翼面法線方向に変動する結果、 u_{RMS} のピークが発生していると考えられる。一方、実験では60% C_x ですでにピークが表れている。Fig. 3より、実験の60% C_x ははく離点の上流であることから、実験でははく離前から壁面近傍に速度変動が存在していることが分かる。Fig. 7 (a)から、実際には主流中に乱れが存在しており、主流乱れの影響が境界層内に乱

Fig. 7 u_{RMS} profiles for three Reynolds numbers

れの核（例えばストリーク）として残り、それが逆圧力勾配下で成長し顕在化したためと考えられる。ピークに対応するはく離せん断層中心の壁面からの高さは、70% Cx ~ 90% Cxの間では3条件の解析と実験とで概ね一致している。また、85% CxではRe=100k条件とRe=130k条件で壁面近傍に2つ目のピークが表れている（図中A）。このピークは、Re=80k条件は95% Cxで、実験では90% Cxで見られる。第2のピークは、下流に行くほど成長して壁面から離れていき、翼後縁付近では1つ目のピークと結合し、1つの大きなRMS領域を形成している。

5.5 翼負圧面上の渦の動的挙動

本供試低圧タービン翼では、翼負圧面ではく離した境界層が乱流化して再付着する。この節では、はく離遷移の流れを理解するため、はく離せん断層が渦として巻き上がり、最終的に崩壊して乱流化する過程について、渦流れ構造を描画して議論する。Fig. 8, Fig. 9, およびFig. 10に、各レイノルズ数80k, 100k, 130kの条件における翼負圧面側後縁付近の瞬時渦流れ場をそれぞれ示す。それぞれの図において、2つの異なる瞬時渦流れ場が示されている。同図には軸コードで無次元化した軸方向距離が併せて示されている。

5.5.1 翼後縁近傍 はじめに、Fig. 9に示される、Re=100k条件での翼後縁近傍の渦構造を議論する。まず、85 ~ 90% Cx付近ではKH (Kelvin-Helmholtz) 不安定によって引き起こされたはく離せん断層の二次元的な巻き上がり渦Aが見られる。90 ~ 95% Cxでは翼面近傍には縦渦Bが生じ、渦Aと干渉して、渦Aは軸が流れ方向に歪むとともに、徐々に崩壊している。7.3節で述べた境界層RMSに見られる壁面近傍の2つ目のピークが縦渦Bの発生に対応していると考えられる。98% Cxより下流では、縦渦Bとの干渉により、はく離せん断層からの二次元的な放出渦Aが完全に崩壊し、乱流化している様子が確認される。

上述の渦構造について、レイノルズ数による違いを説明する。Re=100k条件では90 ~ 95% Cxで二次元的なはく離渦Aが崩壊を始めたのに対し、Re=130k条件では85 ~ 90% Cxで、Re=80k条件では95% Cx付近で崩壊を始めている。Re=100k条件およびRe=130k条件では、壁

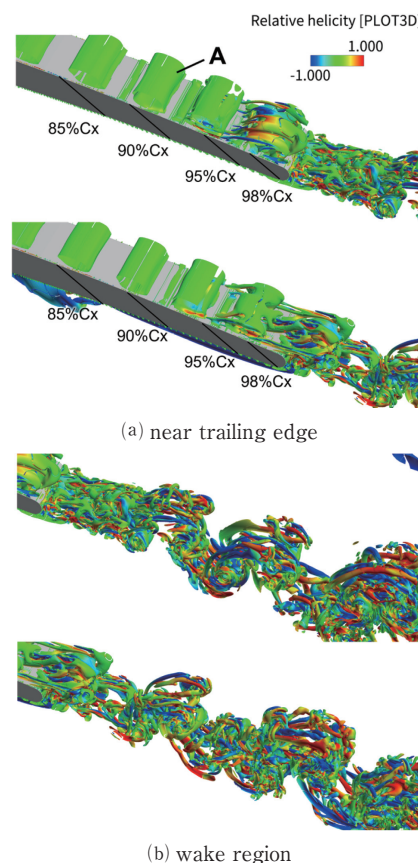


Fig. 8 Instantaneous vortical flow structures visualized by Q-iso surfaces with helicity-based coloring (Re=80,000)

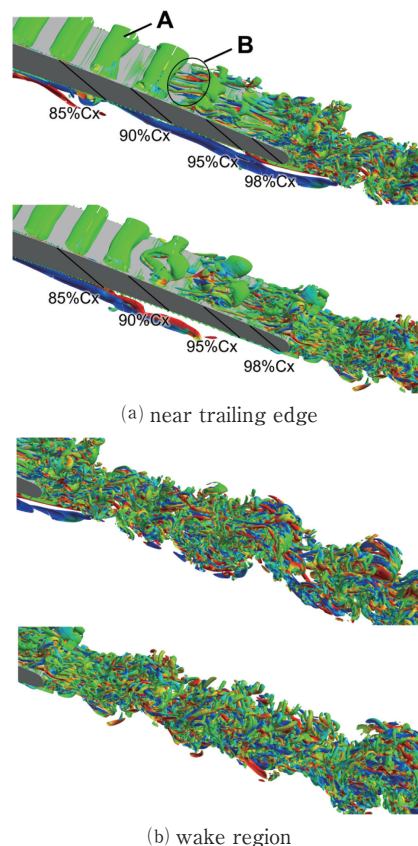


Fig. 9 Instantaneous vortical flow structures visualized by Q-iso surfaces with helicity-based coloring (Re=100,000)

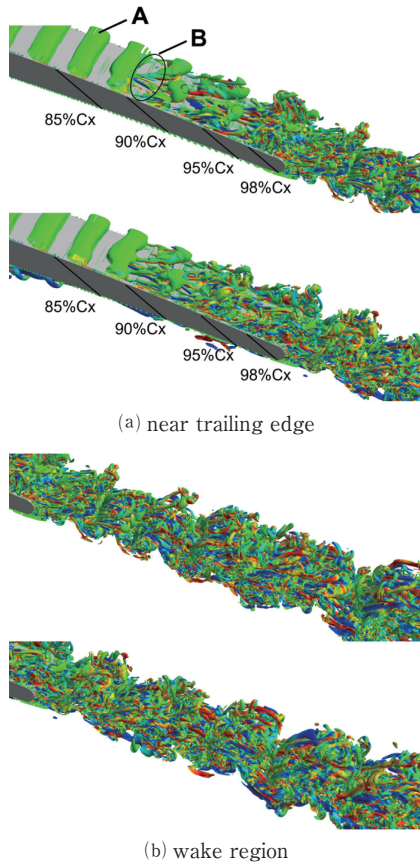


Fig. 10 Instantaneous vortical flow structures visualized by Q-iso surfaces with helicity-based coloring (Re=130,000)

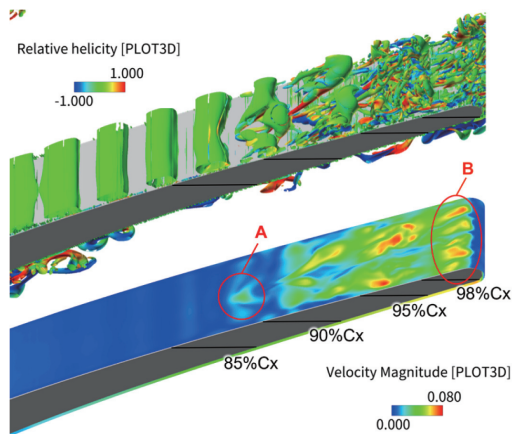


Fig. 11 Instantaneous velocity distribution near the turbine suction surface and vortical flow structures (Re=130,000)

面近傍に細かい縦渦Bが発生する様子が見られる一方で、Re=80k条件ではそのような縦渦構造は見られない。代わりに、後縁近傍で渦Aに絡みつく縦渦の発生を確認できる。Re=130k条件では95～98%Cxで渦が崩壊し微細化しており、5.2節で述べたように、3条件で最も早く乱流化している。また、レイノルズ数が低いほど、はく離せん断層の二次元的な巻き上がり渦の間隔が広いことが分かる。これは巻き上がり渦の大きさに対応しており、Fig. 7のRMS値で示したように、レイノルズ数が低いと

せん断層の翼面法線方向の変動が大きいことに対応している。

ここでは、境界層RMSに見られる壁面近傍の第2のピークについて考察する。Fig. 11に、Re=130k条件での翼負圧面上における渦構造および負圧面近傍の速度コンターを示す。同図には軸コードで無次元化した軸方向距離が併せて示されている。境界層RMSで第2のピークが見られている85%Cx-90%Cx辺りで矢尻状のパターン(A)が出現し、縦渦が生じていることと符合する。また、速度分布において、縦渦構造の崩壊と対応する位置ではストリーク構造(B)のようなものが見られる。この現象の発生機構については今後の調査が必要である。

5.5.2 翼後縁下流 次に、翼列下流の渦構造について、レイノルズ数による違いを説明する。後流部には、いずれのレイノルズ数でも、翼後縁からの渦放出に対応して渦塊のような構造を確認できる。5.4.1で述べたように、レイノルズ数が低いほどはく離せん断層の二次元的な巻き上がり渦の間隔が広いのに対応して、後流でもレイノルズ数が低いほど渦塊の間隔が広がっている。また、Re=80k条件では他のレイノルズ数条件に比べ渦塊は明確であり、カルマン渦列のような規則的に放出された渦構造が見られ、その放出渦に巻きつくようなリブ構造を確認できる。一方で、Re=100k条件およびRe=130k条件では、渦塊は明確ではない。これは、Re=80k条件では翼後縁で乱流化が進んでいないのに対し、Re=100k条件とRe=130k条件では翼後縁より上流で負圧面境界層の乱流化が進行しているためである。

5.6 境界層積分値

この節では、次式で定義される境界層排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ 、形状係数 H を評価する。これらは翼ミッドスパンで評価された⁽⁴⁾。

$$\delta^* = \int_0^{y_e} \left(\frac{u(x, y_n)}{U_e(x)} \right) dy \quad (6)$$

$$\theta = \int_0^{y_e} \left\{ \frac{u(x, y_n)}{U_e} \left(1 - \frac{u(x, y_n)}{U_e(x)} \right) \right\} dy \quad (7)$$

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (8)$$

5.6.1 排除厚さ Fig. 12には排除厚さの流れ方向の変化をレイノルズ数毎に示す。まず解析結果だが、レイノルズ数が大きいほど排除厚さが最大となるピークが上流側に移動している。このピークの軸方向位置は、上述のようにレイノルズ数が低いほど遷移・再付着が遅れていることと対応する。また、最大値はRe=80k条件で約1.5 [mm] (95%Cx)、Re=100k条件で約1.0 [mm] (90%Cx)、Re=130k条件で約0.9 [mm] (85%Cx) となっており、Re=80k条件でははく離泡が翼面法線方向に最も大きいことが排除厚さから確認できる。また、実験結果と比較するとRe=100k条件の解析結果と実験値は概ね一致していることが分かる。ただし、ピーク位置は解析結果の

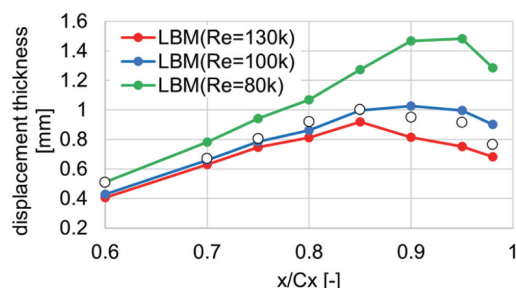


Fig. 12 Displacement thickness distributions for three different Reynolds numbers

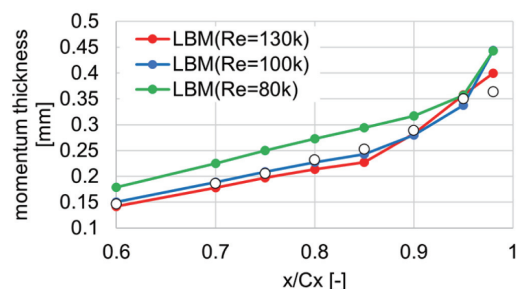


Fig. 13 Momentum thickness distributions for three different Reynolds numbers

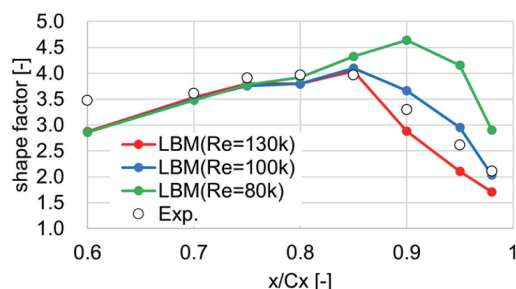


Fig. 14 Shape factor distributions for three different Reynolds numbers

方が下流に位置しているが、これは、 $Re=100k$ 条件ではく離泡を流れ方向に過大評価していることと関係している。

5.6.2 運動量厚さ Fig. 13には運動量厚さに関する解析結果および実験値を示す。解析結果は下流に向かって緩やかに厚みを増していくが、 $Re=130k$ 条件では85% C_x で、 $Re=100k$ 条件と $Re=80k$ 条件では95% C_x で急激に上昇し始める。これは、排除厚さのピーク位置と概ね一致しており、乱流に遷移し始めている位置を示していると考えられる。また実験値との比較だが、 $Re=100k$ 条件は60% $C_x \sim 95\%C_x$ では良好な一致を示している。一方で98% C_x では解析結果が排除厚さと同様に厚さを過大に評価している。

5.6.3 形状係数 Fig. 14に形状係数を示す。解析結果は $Re=130k$ 条件と $Re=100k$ 条件では85% C_x で、 $Re=80k$ 条件では90% C_x で最大値を記録している。このピーク位置は、 $Re=130k$ 条件では排除厚さのピーク位置と一致するが、 $Re=100k$ 条件と $Re=80k$ 条件では排除厚さの

ピーク位置より上流に位置している。これは、 $Re=100k$ 条件で85% $C_x \sim 95\%C_x$ で、 $Re=80k$ 条件では90% $C_x \sim 95\%C_x$ でそれぞれ排除厚さがほぼ一定であるのに対し、運動量厚さは増加しているためである。98% C_x での形状係数の値は、 $Re=130k$ 条件で約1.7、 $Re=100k$ 条件で約2.0、 $Re=80k$ 条件で約2.9となっており、いずれの条件でも翼後縁部で十分に乱流化していないことが分かる。

また実験値との比較だが、 $Re=100k$ 条件は70% $C_x \sim 85\%C_x$ では概ね一致している。60% C_x で解析が実験値より小さく、90% $C_x \sim 95\%C_x$ で大きくなっているのは、運動量厚さを60% C_x で過小に、90% $C_x \sim 95\%C_x$ で過大に評価しているためである。

5.7 全圧損失係数

Fig. 15に実験における翼列下流の全圧損失の計測位置を、Fig. 16に解析結果および実験の全圧損失係数の比較を示している。Fig. 16の横軸はピッチ座標、縦軸は全圧損失係数を示している。また、実験の最大値を用いてグラフ全体を正規化している。ピッチ座標は、Fig. 15における翼後縁から流れ方向に延長した線と計測ライン（115% C_x ）との交点（黒丸）の位置を原点とし、翼間ピッチで無次元化されている。全圧損失係数は次式を用いて評価した。

$$Yp(x) = \frac{P_{t1} - p(y)}{1/2 \rho V_2^2} \quad (9)$$

Fig. 16より、計算結果はいずれも実験よりピークが大きく評価されている。また、 $Re=130k$ 条件の場合のみ、ピーク値が約0.15ほど、他2つのレイノルズ数条件の結果よりも小さくなっている。また、レイノルズ数が低下するに従い、負圧面側で後流の幅が広がっており、ピーク位置もマイナス側に移動し、流出角が低下している。これは上述したように、レイノルズ数の低下に伴い、負圧面上で発生した層流はく離の再付着が遅れ、負圧面側境界層が厚くなる結果である。一方、圧力面側の損失が実験より過大に評価されている。

翼負圧面側の境界層速度分布は実験と非常によく一致している一方、全圧損失に比較的大きな差異が認められ

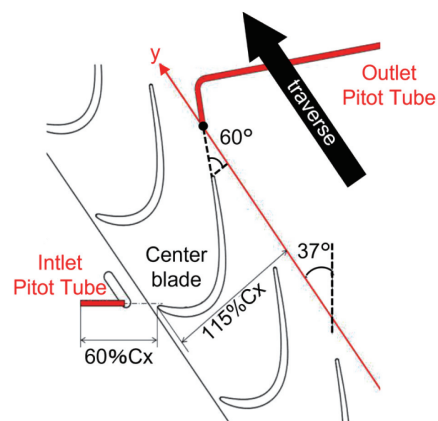
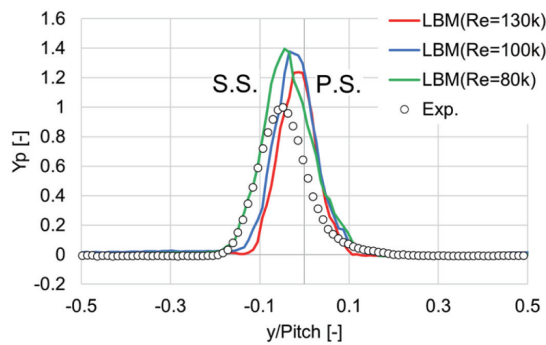


Fig. 15 Measurement position of total pressure loss Yp

Fig. 16 Comparison of total pressure loss Y_p distributions

る。そこで、Dentonの評価式により損失を見積り、境界層速度分布と全圧損失の整合性を検証した。なお、全圧損失における実験との差異には、主流乱れの影響も考えられるが、これについては今後調査を実施する。

5.8 損失評価

Fig. 17は、Fig. 16に示した全圧損失係数の流量平均を示している。同図には実験結果に加えて、Dentonにより導出された損失評価式の値（Denton損失）が併せて示されている。グラフの縦軸は実験値を用いて正規化されており、横軸はレイノルズ数を表している。Denton損失は次式を用いて計算される⁽¹⁵⁾。

$$\zeta = -\frac{C_{pb}t}{w} + \frac{2\theta}{w} + \left(\frac{\delta^* + t}{w}\right)^2 \quad (10)$$

C_{pb} については後縁での壁面圧力を用いて評価した。Fig. 17より、 $Re=100k$ 条件の全圧損失は実験と比較して約1.2倍に過大評価されている。一方、解析結果の境界層積分値およびベース圧に基づいて算出されたDenton損失は、直接翼列下流で見積もられた全圧損失とよく一致していることがわかる。

Fig. 18に翼圧力面側の瞬時の渦流れ構造を示す。Fig. 3の圧力分布からわかるように、翼圧力面側では前縁から50～55% C_x あたりまではく離による再循環領域が形成されている。Fig. 4に示した翼圧力面の流線および渦構造からも分かる通り、瞬時ではこの圧力面側のはく離は完全には閉じておらず開いているために、再循環領域から漏れ出した渦が流れ方向に引き伸ばされ縦渦を形成している。この縦渦は、負圧面側における遷移に伴う縦

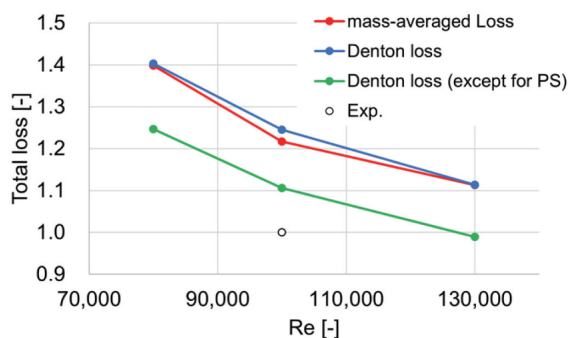


Fig. 17 Comparison of total pressure losses at the downstream of turbine cascade

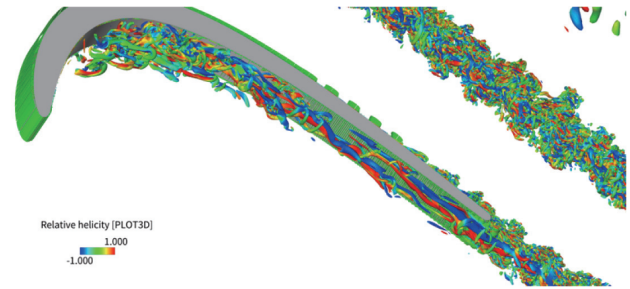


Fig. 18 Vortical flow structures on the pressure side

渦より比較的規模が大きい。本研究では、上述の通り、翼負圧面の流動に着目し、スパン長を9% C_x と設定した。スパン方向の計算領域が実験と比べ短いために、局所的に発生する縦渦が実際よりも高頻度で再循環領域から放出され、翼列下流の損失はこの縦渦の影響を強く受けている可能性が考えられる。Fig. 17には、緑色の実線でDenton損失から翼圧力面側の損失を除いた損失が示されている。Denton損失から翼圧力面側の損失を除いたものは、各レイノルズ数で約10～15%ほど元のDenton損失より小さくなっており、圧力面側で発生した縦渦の影響は小さくないと考えられる。しかし、翼圧力面側の損失を除いても解析結果の損失はまだ実験値より大きいことから、主流乱れなど他にも差異を生む要因があると考えられる。

Fig. 19には、(10)式のDenton損失を用いて、損失を領域および要因により分割した結果を示している。縦軸は全Denton損失に占める各項目の(a)損失の割合、および(b)実験値で正規化された損失の絶対量を表しており、横軸はレイノルズ数を示している。Fig. 18(a)より、翼負圧面側の運動量欠損による損失が最も割合が高く、総損失の半分以上を占めるということが分かる。全体的に翼正圧面側と比較して翼負圧面側における損失の割合が高くなっている。レイノルズ数が高いほど翼負圧面側の排除効果による損失の割合が小さくなっており、これは境界層はく離が抑制されていることに対応する。また、上述したように、レイノルズ数の増加とともに翼負圧面側境界層の乱流遷移が早まる結果、運動量欠損が増加し損失は増加している。Fig. 19(b)より、翼負圧面における運動量欠損による損失の大きさは、レイノルズ数が80k

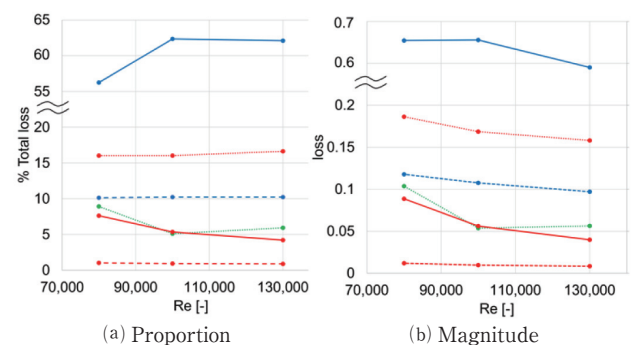


Fig. 19 Audit of Denton loss

