

航空エンジン用高負荷低圧タービン翼面上剥離境界層に与える主流乱れの効果に関する研究

Studies on Separated Boundary Layers over Ultra-High Lift Low-Pressure Turbine Airfoils with variable Solidity: Effect of Freestream

船崎 健一*¹
FUNAZAKI Ken-ichi

山田 和豊*¹
YAMADA Kazutoyo

田中 望*¹
TANAKA Nozomi

千葉 康弘*²
CHIBA Yasuhiro

ABSTRACT

This paper deals with experimental and numerical investigation on the interaction between inlet freestream turbulence and boundary layers with separation bubble under Ultra-High Lift condition for low-pressure turbine airfoils. The solidity of the cascade can be reduced by increasing the airfoil pitch by at least 25%, while maintaining the throat in the blade-to-blade passage. Reynolds number examined is 57,000, based on chord length and averaged exit velocity. Freestream turbulence intensity is 0.80% (no grid condition) and 2.1% (with grid condition). Hot-wire probe measurements of the boundary layer on the suction surface for LP turbines rotor are carried out to obtain time-averaged and time-resolved characteristics of the boundary layers under the influence of the freestream turbulence. The turbulence grid constituting of wires is installed upstream of the cascade. Numerical analysis based on high resolution Large Eddy Simulation is also executed to enhance the understanding on the flow field around the Ultra-High Lift turbine airfoils. Emphasis is placed on the relationship of inherent instability of the shear layer of the separation bubble and the freestream turbulence. Standard Smagorinsky model is employed for sub grid scale modeling.

Key words : Boundary Layer Measurement, Large Eddy Simulation, Low-Pressure Turbine, Separation Bubble, Freestream Turbulence

1. はじめに

現在、旅客機用航空エンジンは、地球環境問題への配慮に伴うエネルギー使用の効率化、エアライン競争の激化などに起因する経済性、エンジンの騒音低減などの様々な要求に対して、一層の高性能化が求められている。このような要求に対して発展を遂げた高バイパス比ターボファンエンジンは、バイパス比を増加させることで低燃費、低騒音化を実現している。この場合ファン動翼がエンジンでの推力の大半を発生することになり、ファン動翼を駆動する低圧タービンには高い効率が要求される。この効率を維持しつつ、イニシャル・ランニングコストの削減を目的とし、低圧タービン動翼枚数を削減するた

めの研究が数多く行われている^{(1),(2),(3),(4)}。

これらの研究の中では、高負荷・超高負荷設計を可能にするため、主な損失要因である負圧面境界層を制御するような報告がされており^{(1),(2),(3),(4)}、2次元翼列を用いた基礎研究が盛んに行われている。特にwake通過が空力性能に与える影響を調査した例として、次のような報告がある。Schulteら⁽¹⁾は周期的wake下での圧力計測及び翼面境界層計測を行い、高負荷翼負圧面上で発生する剥離泡がwakeとの干渉により時間平均的に抑制される事を示し、その抑制効果とwake通過に伴って生ずるcalm regionとの間に強い相関があることを報告した。

数値計算例としては、Wissinkとそのグループ⁽²⁾がDNS (Direct Numerical Simulation) を行い、剥離泡の巻き上がりや遷移過程におけるwakeのnegative-jet効果と流れ方向速度変動の役割を議論した。その結果、剥離泡の巻き上がりはnegative-jet効果が誘発すること、また、巻き上がり渦の崩壊はwake内の速度変動が関与

原稿受付 2008年9月5日

校閲完了 2010年2月3日

* 1 岩手大学工学部機械工学科

〒020-8551 岩手県盛岡市上田4-3-5

* 2 (株)デンロコーポレーション

していると報告した。Funazakiら⁽³⁾は、典型的な航空用エンジン低圧タービン翼列を用い、そのソリディティを減少させることで高負荷状態を発生させ、そのときの翼面静圧分布及び剥離泡を伴う翼面境界層を計測した。流れ場の時間平均特性から、wake 通過の効果で剥離泡を抑制し、時間平均的運動量厚さ（境界層損失に相当）を低減させることが可能であることを示した。

これまでの研究により、wake通過による損失抑制効果は、境界層外を周期的に通過する乱れによって剥離せん断層の不安定性が促進され、定常条件の剥離泡に比べて時間平均的に抑制される事がわかってきた。しかし、wake が通過していない時間の流れ場や定常条件における剥離泡とその下流域の乱流遷移領域に対する報告は意外に乏しい、それは平板試験に代表されるバイパス遷移研究や乱流スポット研究の報告に始まる古くからの境界層研究が、高負荷低圧タービン翼面上に適用された例が少ないからである。だからこそ等方性乱流を模擬した主流乱れを導入し、逆圧力勾配下に生じた大規模剥離を伴う流れの実験・数値計算の比較は今後の境界層研究において重要な意味を持つ。更に、今後の高負荷低圧タービン翼開発においても、剥離せん断層の乱流遷移過程が翼列性能に与える影響についての詳細な調査が望まれている。

以上の背景を踏まえ、本研究では、実験及びCFDを通じて、流れ場に意図的に与えた主流乱れが剥離泡に与える効果を境界層遷移の観点から詳細に解明すると共に、翼負荷の効果を調査する。

主な記号

C	: 翼コード長 [m]
C_x	: 軸コード長 [m]
C_p	: 翼面圧力係数
$E(k)$: エネルギースペクトル
k, k_n	: 波数 ($= k_n $), 波数ベクトル
P	: 確率分布関数
p	: 翼面静圧 [Pa]
p_{01}, p_{02}	: 入口, 出口全圧 [Pa]
Re	: 出口平均速度で無次元化したレイノルズ数
RRS	: ソリディティ削減率 [%]
s, s_0	: 翼表面距離, 翼負圧面全表面距離
t, t_{base}	: ピッチ, 基準ピッチ
U_{in}, \bar{U}_2	: 入口速度, 出口平均流速
U_{x1}, U_{x2}	: 入口軸流速, 出口軸流速 [m/s]
x, y	: 軸方向, ピッチ方向
β_1, β_2	: 流入角, 流出角 (軸方向からの角度) [deg]
δ_1, δ_2	: 排除厚さ, 運動量厚さ [mm]
ρ	: 密度
σ	: ソリディティ ($=C/t$)
σ_{base}	: 基準ソリディティ ($=C/t_{base}$)

2. 解析対象・試験条件

解析対象は典型的な航空エンジン用低圧タービン翼列である。主な仕様を表1に示す。レイノルズ数は翼コード長と翼列出口平均流速で定義され、高空巡航時の低レイノルズ数条件 ($Re=57,000$) を模擬した。

本研究では主に2つの主要なパラメータに着目して試験が行われる。1つ目はソリディティ減少率である。翼枚数の削減率を示すソリディティ減少率 (以下: RRS) は翼ピッチの増加によって調整した。ここで、元となった翼列のソリディティを σ_{base} として、削減率は次式で与えられる。

$$RRS = (1 - \sigma_{base}/\sigma) \quad (1)$$

また、計測においてはピッチ増加に伴う翼負荷の上昇と剥離泡の動的挙動を調べた。翼負荷レベルを示す指標として、式(2)のZweifel係数がよく用いられる⁽³⁾。

$$Z = 2 \left[\frac{t}{C_x} \right] \cos^2 \beta_2 \left[\tan \beta_2 + \frac{U_{x1}}{U_{x2}} \tan \beta_2 \right] \quad (2)$$

本研究で用いた条件は、 $RRS0\%$ でのZweifel係数はHoheisel⁽⁴⁾らの翼と同レベルであり、 $RRS-15\%$ でのZweifel係数は $RRS0\%$ の場合の1.14倍、 $RRS-25\%$ では1.23倍に達する超高負荷条件である。

2つ目のパラメータは主流乱れである。試験装置についての詳細は次章で説明する。試験条件の表記は、上流に乱流格子を取り付けていない状態をnoGrid、乱流格子を取り付けた状態をwithGridで示す。風洞主流乱れは平均で0.8%であり、乱流格子を取り付けた場合の主流乱れは1.9~2.1%となっている。図1に乱流格子を取り付けた状態での熱線プローブからの出力の違いを示す。

3. 翼列試験

3.1 試験装置・乱流格子

図2に実験に用いた直線翼列部と後流発生装置を示す。直線翼列は7枚の翼で構成されている。表1に供試翼の概要を示す。7枚の内5枚はアルミ製で、残り2枚の真鍮製の翼のミッドスパンには静圧孔が設けてあり、それぞれ負圧面と正圧面の静圧分布を得る事ができる。静圧孔はそれぞれ30孔設けてあり、孔径は0.5mmとなっている。計測流路は3・4番翼、4・5番翼間であり、各流路間全圧分布がピッチ方向に周期性を持っている事を確認している。非定常wake通過による効果を再現するための装置が図2に示されているが(ベルトなど)、本研究では使用していない。乱流格子は図2に示すように624mm上流位置に配置されている。ダクト内にレーンを取り付け、ダクト側板からスライドさせることで乱流格子を装着する。装置の都合上、翼列試験装置の傾きと乱流格子の傾きが異なっているが、測定点から設置部までの距離が長いために、主流乱れのピッチ方向分布は無視できる。乱流格子は格子間隔が16mm×16mmで、格

子幅は2mmとなっている。取り付け時ダクト面における開口率は78%である。

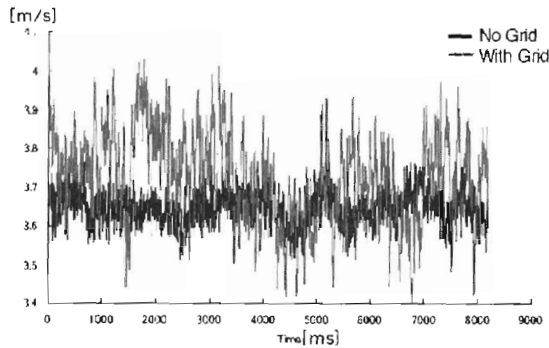


Fig. 1 Inlet velocity fluctuations with and without turbulence grid

Table 1 LPT blade geometry and cascade configuration

Chord length C	114mm
Axial chord length C_x	100mm
Span	260mm
Pitch t	variable
Inlet flow angle β_1	47 deg
Outlet flow angle β_2	-60 deg

3.2 計測手法及びデータ処理

図3に直線翼列部の座標系と計測に使用した各種プローブの設置状況を示す。空力計測において翼面静圧は入口全圧と各静圧孔との圧力差として30秒間計測し、時間平均を行うことで取得している。出口に設置されたピトー管先端は、細糸を用い流れ方向に対して平行になるように調整されている。トラバース装置によりミッドスパンをピッチ方向に移動する事で2流路間の分布を得る。1地点における計測時間は1秒でデータ数は4であり、時間平均を行っている。実験レイノルズ数の定義はこの出口における動圧値を平均して算出する。ピトー管により得られた局所全圧損失係数 Y_p と翼面圧力係数 C_p は以下の式により与えられる。

$$Y_p(y) = \frac{p_{01} - p_{02}(y)}{\rho/2\bar{U}_2^2} \tag{3}$$

$$C_p(x) = \frac{p_{01} - p(x)}{\rho/2\bar{U}_2^2} \tag{4}$$

\bar{U}_2 は翼列出口における局所速度をピッチ方向に平均化したものである。式(3)は出口におけるピッチ方向に広がりを持った損失分布を表している。ピッチ方向へのトラバースは1mm間隔で行った。全圧損失係数分布(以後 Y_p 分布)においてy方向負は翼負圧面側に、正は翼正圧面側の損失分布に対応している。式(4)は翼列軸方向の翼面静圧分布(以後 C_p 分布)を表している。この翼面圧力係数 C_p を基に時間平均的な剥離開始点や遷移点、再附着

点が変わるため、ソリディティの変更に伴う剥離泡の変化を時間平均的に知る事ができる。

境界層計測では定温度型熱線流速システム、カノマックス社製MODEL1011を使用した。出力電圧値は同社MODEL 1013を使い線形化し、KEYENCE社製A/D変換器NR500を通じてUSB通信によりPCに格納される。また、リニアライザには計測時の温度変化を補正する温度測定プローブ・温度補償ユニットMODEL 1020を組み込んでいる。熱線プローブの較正試験位置と計測座標系を図3に示す。熱線プローブはDANTEC製I型プローブ55P11を使用した。また、プローブサポータも同社のものを使用した。プローブサポータはトラバース装置で移動する。サンプリング周波数20kHz、サンプリング数 2^{13} で行われ、結果を時間平均した。定常試験では各計測点で25個のデータを取得し、時間平均処理を行った。また、境界層外端速度は翼面から法線方向トラバース線上で、翼面に最接近する速度最大値の98%で定義した。

境界層計測の流れ方向計測位置を図4に示す。計測位置は $x/C_x=0.5 \sim x/C_x=0.98$ までの11~12箇所で、翼面法線方向(Y_n)に32点(0.2mm~10mm)取得した。熱線プローブの翼面限界接近点は翼面から0.2mmの地点とし、翼負圧面法線方向へのプローブのトラバースの制

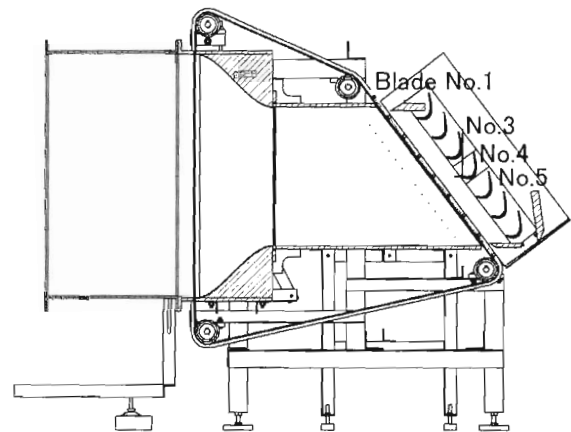


Fig. 2 Cross-section of the test apparatus

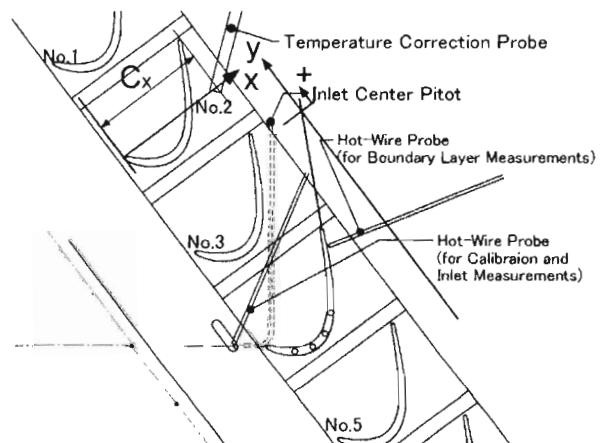


Fig. 3 Test cascade and indication of the measurement location

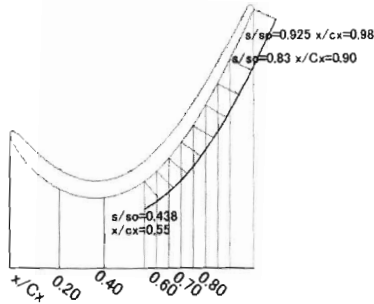


Fig. 4 Target blade for boundary layer measurement with measurement points

御には2相ステップモータを使用し、翼面法線方向の角度調整と共にVisualC++で作成したモータ制御アプリケーションを使用した。

4. 数値計算 (Large Eddy Simulation)

4.1 計算手法・計算格子

数値計算に用いたソルバでは、支配方程式に3次元圧縮性Navier-Stokes方程式を用い、これを時間方向に対し非粘性流束と粘性流束の全てを陰的に離散化した。また空間方向には6面体計算セルを用いたセル中心法による有限体積法に基づいて離散化した。非粘性流束の評価には、少ないステンシル数で高精度化が可能な4次精度コンパクトスキームを適用した。このスキームの数値振動を除去するために、10次精度フィルタリングスキームを併用し、粘性流束は中心差分的に評価した。時間積分はGauss-Seidel型の点緩和法を用い、その際各時間ステップで5回のニュートン反復を行った。時間精度は最大2次精度となる。また、軸コード長 C_x と入口音速で無次元化された時間刻み幅0.001で計算を行い、クーラン数は3程度である。サブグリッドスケールのモデルにはSmagorinskyモデルを適用し、Smagorinsky定数(C_s)は0.1とした。また、壁面近傍で過大に評価されるSGS渦粘性はVan Driestの壁面減衰関数(A^+)25.0を用いて減衰させた。

計算格子はPointwise社のGridgenを用いて作成した。トポロジはH型を採用し、総セル数は2400万セルである。内訳は、翼負圧面に1421セル、ピッチ方向に241セル、スパン方向は $0.1C_x$ の領域を確保し、その中に49セルを設けた。上記のような空間解像度は、負圧面上での主流乱れと剥離泡との干渉を解像し、乱流遷移過程の渦構造を同定するためである。例えば、乱流境界層で発生するストリークの平均的間隔は100 wall units程度であることが知られているが⁵⁾、本研究でのスパン方向の格子間隔は5~6 wall unitsであり、ストリークの空間的広がりを捉えつつ、ある程度の解像度を有している。

4.2 境界条件・主流乱れの導入

流れ場における主流乱れを考慮する方法として、図5(左)に示すような空間内に擬似的な一様等方性乱流

場を生成し、生成された乱流場の速度ベクトルを計算領域の入口境界から流れ場に導入する方法を用いる。等方性乱流場の表現法として、SNGR (Stochastic Noise Generation and Radiation) 法^{(6),(7)}で用いられたランダムフーリエモード法を採用した。乱流場を生成する空間は、翼列の1ピッチの長さ及びスパン長さ($0.1C_x$)の断面を有し、奥行きは時間発展方向に相当する(実際には、入口速度に20無次元時間を掛けた長さの設定している)。ここから1ステップに相当する時間刻み幅 Δt の間に図中の検査面(色付きの領域)を、入口流体が移流する距離 $U_{in} \Delta t$ だけ時間方向に移動させる。次に、その検査面内における速度3成分を抽出し、それを変動速度として、空間方向の乱れをテイラーの凍結仮説を用いて時間進展方向のデータへと変換し、等方性乱流を流入境界に与える。図5(右)には翼まわりの流れ場における瞬時の渦度分布を示す。入口境界には、上記の乱れとは別に翼列上流の全圧、全温及び速度から求まる物理量を与えた。出口の境界条件では全流量を規定し、ピッチ方向・スパン方向には周期境界を適用した。翼面上は滑りなしかつ断熱境界とした。

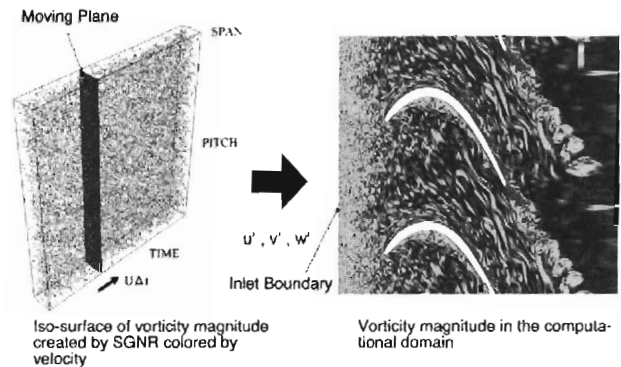


Fig. 5 Implementation of the turbulent flow field created by SNGR method into computational domain

4.3 一様等方性乱流の生成法

前述のように、一様等方性乱流場の生成法はランダムフーリエモード法に基づいている。まず式(5)のように瞬時の乱流速度場 $u_i(x)$ を与える。

$$u_i(x) = 2 \sum_{n=1}^N \hat{u}_n \cos(k_n x + \phi_n) k'_n \quad (5)$$

\hat{u}_n は振幅で、図6(左)より式(6)のように与えられる。

$$\hat{u}_n = \sqrt{E(k_n) \Delta k_n} \quad (6)$$

添え字 n は第 n 項までのフーリエモードである事を示す。 $k_n = |k_1 k_2 k_3|$ は波数ベクトルであり、速度場の等方性を満たすため、図6(右)から幾何学的に決定され、式(7)のように表される。

$$k_n = \{\cos \varphi_n \sin \theta_n, \sin \varphi_n \sin \theta_n, \cos \theta_n\} \quad (7)$$

また、 k'_n は方向を表す単位ベクトルで、非圧縮の仮定から波数ベクトル k_n と直交する ($k_n \cdot k'_n = 0$)。図6(右)から k'_n は式(8)になる。

$$k'_n = \{k'_1, k'_2, k'_3\} = \frac{1}{\sqrt{3}} \{k_2 - k_3, k_3 - k_1, k_1 - k_2\} \quad (8)$$

また $\varphi_n, \psi_n, \theta_n$ は表2の確率密度関数 P によって与えられ、これを本研究では擬似乱数生成アルゴリズムで与えた。 n はモード数を表し、 $n=1000$ とした。すなわち以下に示す初期エネルギースペクトル $E(k)$ を1000個の正弦波で表す事になる。 $E(k)$ として、式(9)及び図6(左)で示されるvon Karman-Pao Spectrum^{(6),(7)}を採用した。

$$E(k) = \alpha \frac{2/3\bar{k}}{k_e} \frac{(k/k_e)^4}{[1+(k/k_e)^2]^{17/6}} [e^{-2(k/k_e)^2}] \quad (9)$$

$$\bar{k} = \int_0^\infty E(k) dk \quad (10)$$

α はKolmogorov定数(=1.45276)、 k_n はKolmogorov波数を示す。 k_e は乱流の積分長さスケールから得られる波数であり、式(11)に実験で用いた乱流格子幅を代表スケールとして与えた。

$$k_e = \frac{2\pi}{L} \quad (11)$$

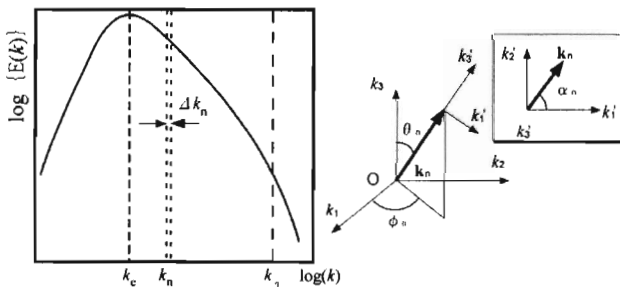


Fig. 6 von Karman-Pao spectrum (left) and wave number vector k_n and unit vector k'_n (right)

Table 2 Probability functions used to create random variables

$P(\varphi_n) = 1/2\pi$	$0 \leq \varphi_n \leq 2\pi$
$P(\psi_n) = 1/2\pi$	$0 \leq \psi_n \leq 2\pi$
$P(\theta_n) = 1/2 \sin\theta_n$	$0 \leq \theta_n \leq \pi$
$P(\alpha_n) = 1/2\pi$	$0 \leq \alpha_n \leq 2\pi$

5. 実験/LESの結果と考察

図7には高負荷条件(RRS-15%)空力試験によって得られた C_p 分布及び Y_p 分布の結果と同流れ場条件でのLES結果を示す。

C_p 中の最大値を過ぎた後に現われる、変化率の小さい領域が剥離領域に対応し、その下流の急激な変曲点は遷移開始点に相当する。実験結果よりwithGridでは遷移開

始点は上流へ移動し、剥離領域は縮小する。また、LESではnoGridよりもwithGridの方がそれぞれの条件に対する実験値と良い一致を示した。この一致はLESへの主流乱れの導入が、負圧面剥離に対して、実験条件の流れ場に近い現象を再現できているからだと考えられる。

Y_p 分布については、主流乱れの導入による Y_p ピーク値が低下するとともに、翼負圧面側の損失の減少が実験で確認されている。一方、LESの結果は、主流乱れの導入による損失低減効果に関しては実験値と良い一致を示しているが、wakeの幅や損失ピーク値を過大評価している。このような差違発生の原因は不明だが、今回用いた計算格子では、翼後縁下流での複雑な拡散・混合現象を捉えるための空間解像度が不足していた可能性がある。

更に、図8、9には、それぞれnoGrid,withGridの条件で行った境界層計測による翼負圧面時間平均速度分布(上)とRMS分布(下); $x/C_x=0.50 \sim 0.98$,翼面法線方向距離: $Y_n=0.2 \sim 5.0\text{mm}$ を示す。なお、速度及びRMSは、各流れ方向計測位置での境界層外縁速度で無次元化されている。図8(noGrid)から、壁面近傍に現れる剥離泡の存在が、壁面から高さ方向に広がる低速領域(<0.1)や高RMS値を有する剥離せん断層の下の低RMS領域として明瞭に確認できる。図9(withGrid)の結果から、主流乱れにより剥離最大高さが減少するだけでなく、再付着点も上流へ移動する事が確認され、このことは翼面圧力分布の結果と一致している。また、図9(下)から、主流乱れはせん断層内に強い乱れを誘起していることがわかる(矢印A)。

次にnoGridとwithGridの違いを境界層法線方向プロファイルで比較するために、図10には剥離上流・剥離高さ最大地点(遷移開始点近傍)・高RMS生成地点におけるRMSプロファイルを示す。なお、この図でのRMS値は有次元である。上流の壁面近傍においてのみ見られた違いは、剥離高さ最大地点($x/C_x=0.78$)ではwithGridでは特徴的なピークを持ったプロファイルに変化する。遷移開始後のプロファイルは高さ方向にほぼ一様な強い乱れを持ち、乱流境界層が厚くなっていく。それを定量的に示したのが図11の流れ方向における運動量厚さである。運動量厚さの増加は境界層損失の指標となるが、図10に示す高RMS領域近傍から急激に増加し、一旦落ち着いた後、また増加した。更にwithGridでは増加が上流から発生する。結果的に後縁近傍の運動量厚さはwithGrid条件の方が若干下回っている。

比較のために、solidityを変更して、超高負荷条件(RRS-25%)の調査も行った。主流乱れが与える影響はRRS-15%とほぼ同等だが、LES結果では主流乱れによる違いが見えた。図12に示すのはLESで得られた瞬時値に対し、渦を速度勾配テンソルの第二不変量(Q値)で同定し、遷移開始点近傍から翼後縁にかけての領域を下流側から見た図である。左はnoGrid,右はwithGridである。剥離泡はせん断層内のKH(Kelvin-Helmholtz)

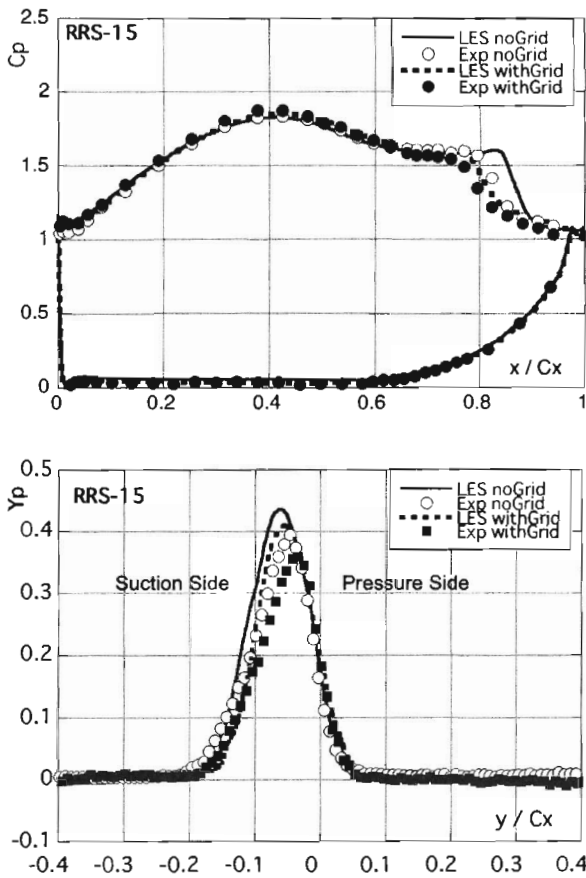


Fig. 7 C_p (top) and Y_p (bottom) distributions, EXP and LES. noGrid and withGrid, RRS-15%

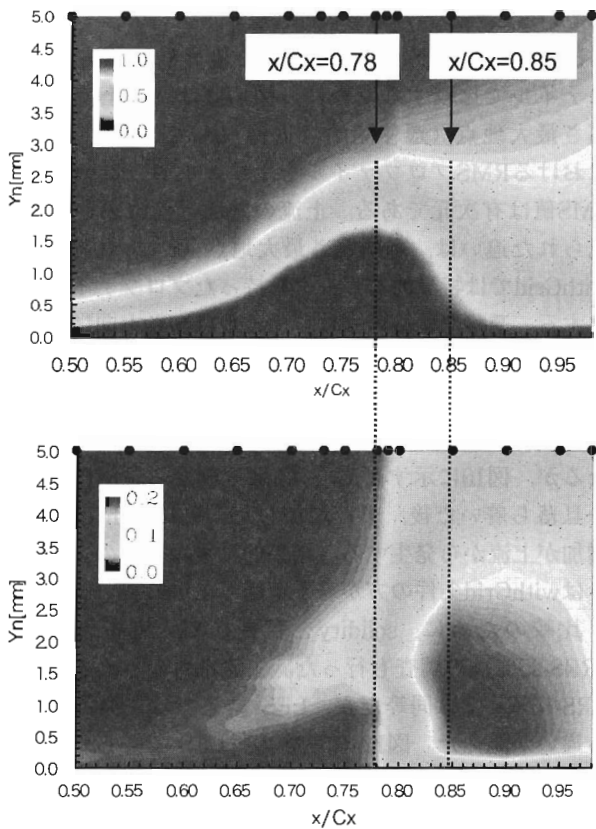


Fig. 8 Time-averaged velocity (up) and RMS (under) EXP, noGrid, RRS-15%

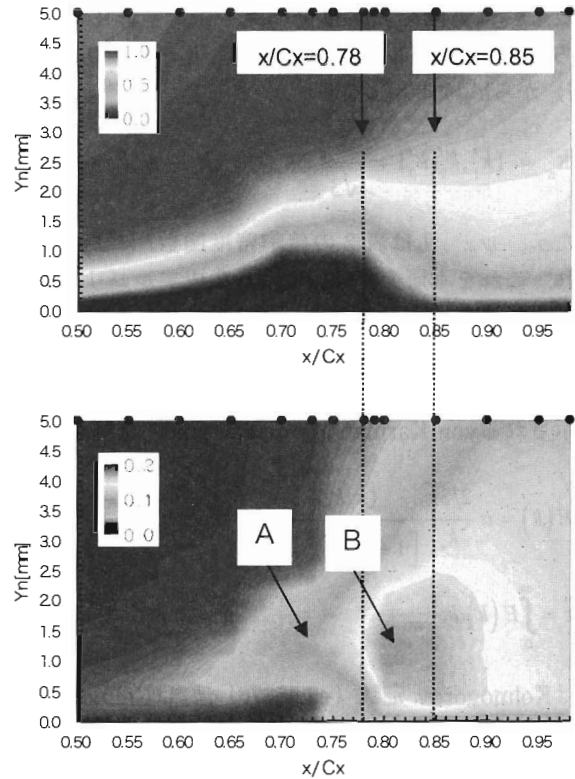


Fig. 9 Time-averaged velocity (up) and RMS (under) EXP, withGrid, RRS-15%

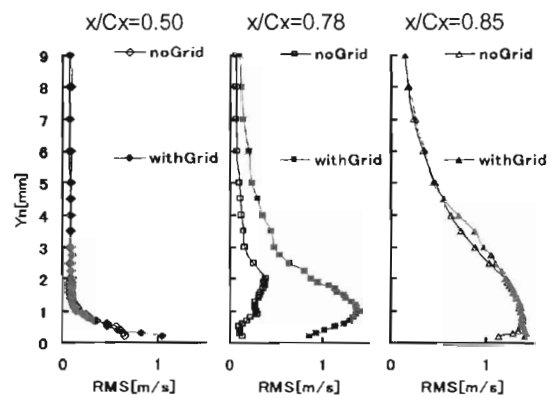


Fig. 10 Time-averaged RMS profiles, $x/C_x = 0.50, 0.78, 0.85$ (RMS is not non-dimensionalized) EXP, noGrid and withGrid for RRS-15%

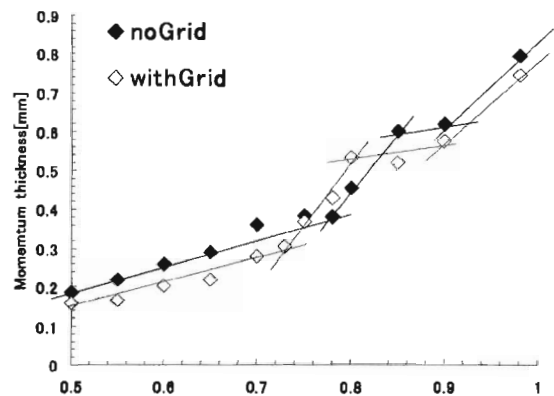


Fig. 11 Time-averaged momentum thickness EXP, noGrid and withGrid for RRS-15%

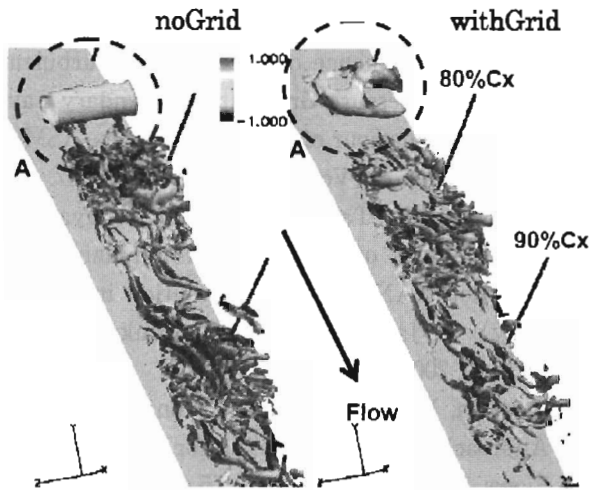


Fig. 12 Time-resolved flow field over the suction surface near trailing edge for RRS-25%, Q=30

不安定性により巻きあがり、下流に向かって巨大な渦構造が放出されると考えられるが、この渦構造は主流乱れによって大きく変化する様子が観察された。特に withGrid ではスパン方向に不均一な構造となり、noGrid より上流側から巻きあがる様子が捉えられた。図9、10 に示す境界層計測の結果に現れている高RMS 領域（矢印B）は、この巻きあがり渦が誘起する乱流運動エネルギーの急激な増加を捉えたと考えられる。このせん断層の巻きあがりについて、LES を用いて渦層の厚さと局所速度勾配からKH不安定性の増幅率Gainを算出した⁽⁸⁾。その結果を表3に示す。RRS-15%よりもRRS-25%の方が、noGridよりもwithGridの方が、Gainが高い事がわかる。最もGainの高い条件ほど早期遷移する傾向は実験と数値計算で一致している。

以上の事から、主流乱れがせん断層内のRMSや巻きあがり渦構造に深く関係し、剥離を伴う境界層遷移へ影響することがわかる。このことを、剥離せん断層中央部における速度変動のFFT（Fast Fourier Transform）解析を用いてさらに調査する。RRS-15%の場合の解析結果を図13に示す。

noGrid 場合には、二つの卓越周波数（約200Hz、約390Hz）が確認できた。TS（Tollmien-Schlichting）波の最大成長周波数に関するWalkerの判定基準⁽⁹⁾によれば、200HzはTS波の周波数に対応している。また、Chandrasekhar⁽¹⁰⁾による判定基準を適用すると、390HzはKH波の周波数であると推定される。スペクトル振幅の流れ方向の成長を見た場合、剥離せん断層での変動成長は剥離泡が最大高さに達した地点（ $x/C_x=0.78$ ）からであることがわかる。withGrid の場合では明確な卓越周波数は確認できないが、400Hz以下のスペクトル振幅の成長が剥離泡の上流側から始まり、比較的緩やかに成長していること確認できる。

6. 結論

本研究では、航空用低圧タービン翼面境界層の挙動に与える主流乱れの効果についての空力試験、境界層計測およびLES流れ解析を行った。以下に本研究で得られた知見を示す。

- ・実験と数値計算の両側面からの調査で、剥離せん断層は主流乱れや逆圧力勾配の強さによって不安定になり、剥離泡から巨大な渦構造を有する巻きあがり現象が起こる。その渦構造の崩壊と共に乱流化が進む過程を捉えた。
- ・低い主流乱れの場合、せん断層はTS波とKH不安定波などの複数の不安定モードが混在していて、遷移開始点において最も高い増幅率を持つ。
- ・高い主流乱れの場合、上記のような特徴周波数が目立たず、広い周波数帯を持ったせん断層の乱れが、流れ

Table 3 Gain of Kelvin-Helmholtz instability calculated from LES

	noGrid	withGrid
RRS-15%	40.1	40.9
RRS-25%	42.3	43.2

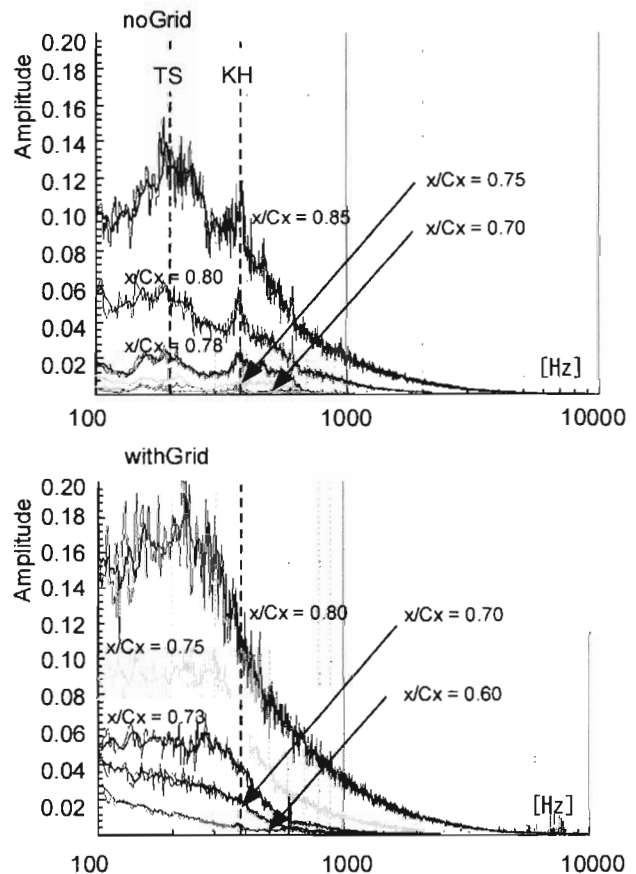


Fig. 13 Spectrum of velocity fluctuation measured at the middle of the shear layer EXP. noGrid (top), withGrid (bottom), RRS-15%

方向に成長する。

- ・ 数値計算においては主流乱れが実験に近い遷移流れを捉えるうえで重要な役割を担っている。また、主流乱れを導入する事でより正確な剥離せん断層の評価が可能になる。
- ・ 超高負荷条件では高負荷条件に比べて安定性増幅率が増すために早期遷移する。主流乱れの効果と合わせると増幅率は更に大きくなる。

参考文献

- (1) Schulte, V., Hodson, H. P., Prediction of the Becalmed Region for LP Turbine Profile Design, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 120, pp. 839-846, 1998.
- (2) Wissink J. G., Rodi, W., Hodson, H., The Influence of Disturbances Carried by Periodically Incoming Wakes on the Separating Flow around a Turbine Blade, International Journal of Heat and Fluid Flow 27, pp.721-729, 2006.
- (3) Funazaki, K., Tanaka, N., Ono, T., Yamada, K., Kikuchi, M. and Taniguchi H., Studies on High-Lift LP turbine Airfoils of Aero Engines (Understanding of Time-Averaged Behavior of Separated Boundary Layer under the Influence of Incoming Wakes) , (in Japanese) , JSME Transaction, Vol.74, pp.2301-2310, 2008.
- (4) Hoheisel, H., Kiock, R., Lichtfuss, H. L. and Fottner, L., Influence of Free-Stream Turbulence and Blade Pressure Gradient on Boundary Layer and Loss Behaviour of Turbine Cascades, ASME J. Turbomachinery, Vol. 109, pp. 210-219, 1987.
- (5) Kobayashi, K., Taniguchi, N. and Kobayashi T., Construction of LES Wall Model using Zero Equation RANS Model (Validation in Channel Flow) (in Japanese) , Seisan Kenkyu, Vol. 52, pp.19-22, 2000.
- (6) Bechara, W., Bailly, C. and Lafon, P., Stochastic Approach to Noise Modeling for Free Turbulent Flows, AIAA J., Vol. 32, pp. 455-463, 1994.
- (7) Kamatsuchi, T., Computational Aeroacoustic Analysis around an Airfoil Using Linearized Euler Equations (in Japanese) , Nagare, Vol.23, pp. 285-219, 2004.
- (8) Chiba, Y., LES-Based Flow Analyses of an LP Turbine Airfoil with Freestream Turbulence and Studies on Implicit LES (in Japanese) , Master Thesis, Iwate University, 2007.
- (9) Walker, G..J, Transitional Flow on Axial Turbomachine Blading, AIAA Journal, Vol. 27, pp. 595-602, 1989
- (10) Chandrasekhar, S., Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability, Clarendon, Oxford, 1981.