超高負荷タービン翼列内の二次流れと損失生成への入射角の影響*

辻田星歩^{*1}, 林宏樹^{*2}, 山本孝正^{*3}

Influences of Incidence Angle on Secondary Flow and Loss Generation in Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade

Hoshio TSUJITA^{*1}, Hiroki HAYASHI and Atsumasa YAMAMOTO

^{*1} Department of Mechanical Engineering, Hosei University
3-7-2 Kajino-cho, Koganei-shi, Tokyo, 184-8584 Japan

An increase of turbine blade loading reduces the numbers of blade and stage. As a result, the downsizing and the weight reduction of gas turbines can be achieved. On the other hand, an increase of blade loading makes the secondary flow much stronger because of the steep pressure gradient across the blade-to-blade passage and deteriorates the turbine efficiency. In this study, the computations were performed for the flow in an ultra-highly loaded turbine cascade with high turning angle in order to clarify the effects of the incidence angle on the secondary flow and the loss generation. For the verification of the computed results, the experimental oil flow visualizations were also conducted on the blade surface and the endwall. Moreover, the measurements of blade surface static pressure were performed at midspan of the blade. The computed results showed good agreement with the experimental results. The influences of the incidence angle on the secondary flow structure, the total pressure loss, the secondary flow kinetic energy and the blade loading distribution were examined in detail. The positive incidences not only strengthened the horseshoe vortex and the passage vortex but also induced the newly formed vortex on the endwall, which was generated by the interaction of the reversed flow along the suction surface caused by the strong passage cross flow with the incoming boundary layer. Moreover, the newly formed vortex influenced the formation of the pressure side leg of horseshoe vortex.

Key Words : Turbine, Secondary Flow, Numerical Simulation, Vortex, Loss Generation, Incidence Angle

1. 緒 言

ガスタービンの主要構成要素であるタービン翼の高負荷化は、翼枚数および段数の削減を可能にし、その結果ガスタービンの軽量化および小型化につながる。したがって、特に航空用ガスタービンやマイクロガスタービンなどの開発および高性能化においては重要な課題となる。タービン翼の高負荷化を図る方法として、翼列のピッチ/コード比または転向角の増加が考えられる。前者は1翼間の通過流量の増加による高負荷化であるが、特に翼負圧面上では離れの発生の可能性を高めてしまう。後者はピッチ方向運動量の変化量の増加に着目しているが、特に二次流れの増強を引き起こす。近年ターボファンエンジンにおいて、総重量の3割にも上る低圧タービン段の軽量化に加えて大口径化するファンブレードの駆動に対応するために、主に翼列のピッチ/コード比の増加によるタービン翼の高負荷化およびそれに伴う負圧面はく離の制御に関する研究が盛んに行われている⁽¹⁾⁽²⁾。一方、ガスタービンの熱効率を向上させるには、タービン入口での燃焼ガス的高温化が不可欠であるが、この実現には高圧タービン段の冷却効率の向上が重要となり、現用の空気冷却法では冷却空気流量の増加を必要とする。しかし通常、冷却空気は圧縮機から供給されるため、その量の増加は燃焼器を通過する流量を減少させ、またタービン

* 原稿受付 2012 年 3 月 21 日

^{*1} 正員, 法政大学理工学部 (〒184-8584 東京都小金井市梶野町 3-7-2)

^{*2} 法政大学大学院工学研究科

^{*3} 元(独)宇宙航空研究開発機構

E-mail: tsujita@hosei.ac.jp

翼列内においては主流ガスとの混合損失の増加を招く。したがって、ガスタービンの性能を更に向上させるには冷却空気流量の低減が必要であり、タービン翼の高負荷化はその有効な手段の一つと考えられる。著者らは翼内部の冷却孔構造の構築に適した低アスペクト比、低ソリディティおよび高翼厚比の翼列として、160 度の高転向角を有する超高負荷タービン翼列 (UHLTC) に対して、高負荷化が二次流れおよび損失生成に与える影響を解明する研究を進めている^{(3)~(5)}。これらの研究結果から、UHLTC における二次損失は総損失の 40%にまで達し、さらに入射角の増加量によっては 50%を超えることが示されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。したがって、性能を劣化させることなく高負荷化を実現し、実機へ適用可能な高負荷タービン翼を開発するには、高負荷化がタービン翼列内部流れへ与える影響を解明し、二次流れの増強を抑制する方法の探求が不可欠となる。二次流れの低減を目的として、傾斜翼⁽⁶⁾、湾曲翼⁽⁷⁾、前縁翼付け根部の形状⁽⁸⁾⁽⁹⁾およびエンドウォールコンタリング^{(10)~(12)}などの、翼または端壁面形状の最適化に関する研究が行われている。これらの形状最適化は、端壁面上の境界層流の加速またはピッチ方向圧力勾配の制御などにより、前縁馬蹄形渦や翼間流路渦の強さおよびそれらに起因する損失生成の低減を図ったものである。UHLTC にこれらの形状最適化を含む二次流れ低減技術を適用するには、翼列流路内における二次流れの構造および端壁付近の流れの詳細を把握する必要がある。

また、タービン翼列への入射角は回転数や流量の増減に伴い、負または正へと変化する。そのためタービン翼の設計に際しては、ある程度の幅をもった作動範囲域において損失を低く抑えることが求められる。また、入射角の変化は翼負荷の変化を引き起こすため、二次流れの挙動および損失生成に強く影響を与える。したがって、入射角はタービン翼列性能に影響を与える重要なパラメータの一つである。

高転向角のタービン翼に対して直線翼列風洞を用いて性能試験を行う場合、比較的多数の翼を用いて翼列を構成したとしても、その上流および下流の案内板の流路幅が狭くなるため、各翼間流れの周期性は特に入射角の増加とともに低下する。したがって、周期性を保証した翼列内の流れを解明するには数値解析的手法が非常に有効な手段となる。本研究においては、UHLTC 内の複雑な二次流れの詳細を明らかにすることを目的に、入射角をパラメータとしてその内部流れの数値解析を実施した。また、その解析結果の妥当性を評価するために、直線翼列試験装置を用いて得られた翼面および端壁面上の油膜法による流れの可視化結果、および翼面静圧分布の測定結果との比較を行った。解析結果をもとに、入射角の変化が二次流れの挙動および損失生成に与える影響について明らかにし、さらに形状最適化による二次流れの抑制に必要な知見を得るために、二次流れの挙動と端壁面上の境界層流体の挙動および静圧分布との関係についても調査を行った。

2. おもな記号

A_{cps}	: 負荷係数
C_{ps}	: 静圧係数 ($= (p - p_{ref}) / (\rho V_{out}^2 / 2)$)
C_{pt}	: 全圧損失係数 ($= (p_{tref} - p_t) / (\rho V_{out}^2 / 2)$)
C_{ptp}	: 形状損失係数
C_{pts}	: 二次損失係数 ($= C_{ptt} - C_{ptp}$)
C_{ptt}	: 総損失係数
C_{sk}	: 二次流れ運動エネルギー係数 ($= (V_s / V_{out})^2$)
EW	: エンドウォール
HV	: 馬蹄形渦
i	: 入射角 [deg.]
LE	: 翼前縁
MS	: 翼ミッドスパン
PS	: 翼圧力面
PV	: 流路渦
p	: 静圧 [Pa]
p_t	: 全圧 [Pa]
SS	: 翼負圧面

TE	: 翼後縁
V	: 速度 [m/s]
V_{in}	: 入口平均速度 [m/s]
V_{out}	: 翼列下流 ($Z/C_{ax}=1.5$) での断面質量平均速度 [m/s]
V_s	: 二次流れ速度成分 [m/s]
Z	: 翼前縁を原点とする翼列軸方向距離[m]
ρ	: 密度 [kg/m^3]
添字	
,i	: 断面質量平均
,p	: ピッチ方向質量平均
ref	: 翼列上流 ($Z/C_{ax}=-0.5$) での断面質量平均値

3. 超高負荷タービン翼列形状

UHLTC の形状と主な仕様を図 1 と表 1 にそれぞれ示す。UHLTC は高圧タービン段の冷却タービン翼列に適した、低アスペクト比で低ソリディティ(ピッチ/コード比の逆数)になるように設計されている。翼負荷の評価には一般的に Zweifel 係数 Z_w が用いられる。図 1 に定義されている幾何学的パラメータに対して、静止翼列の Z_w は次式で表される。

$$Z_w = 2 \frac{S}{C_{ax}} \cos^2 \beta_2 (\tan \beta_1 + AVR \cdot \tan \beta_2) \quad (1)$$

ここで、 AVR は翼列上流と下流の軸方向速度比であり、非圧縮性流れに対しては 1 となる。表 1 の幾何学的パラメータの値を用いて算出した UHLTC の Z_w は、非圧縮性流れを仮定した場合は 1.14 である。式(1)の Z_w は、翼負荷は転向角または翼ピッチの増加により増加するが、出口流出角 β_2 の増加に対しては減少することを示している。これは Z_w の定義が、理想的な最大負荷に対する実負荷の比であり、 β_2 の増加は最大負荷を増加させるためである。したがって、 Z_w は流出角に依存するため、ピッチ/コード比に着目した翼同士の翼負荷の比較評価には有効な尺度となるが、転向角が異なる場合は必ずしも合理的な尺度とは云えない⁽¹³⁾。実際、 β_2 の大きい UHLTC の Z_w は、転向角 113° で $\beta_2=63.5^\circ$ の従来型のタービン翼⁽¹⁴⁾ の 1.07 と比べても特段に高い値は示さない。一方、式(2)で定義され

Fig.1 Cascade geometry

Table 1 Specification of cascade

Chord length	C (mm)	80.0
Axial chord length	C_{ax} (mm)	68.5
Aspect ratio	H/C	1.25
Pitch-chord ratio	S/C	1.43
Maximum thickness-chord ratio	t_{max}/C	1.16
Leading edge metal angle	β_1 (degree)	80.0
Trailing edge metal angle	β_2 (degree)	80.0

Table 2 Calculation conditions

i (deg.)	α (deg.)	V_{in} (m/s)	Z_{in}/C_{ax}	L/C_{ax}	Numbers of grid (Axial X Pitch X Span)	δ^*/H ($Z/C_{ax}=-0.3$)
-5.0	75.0	23.5	-3.0	11.5	170X85X40	0.029
-2.5	77.5	28.1	-2.5		165X85X40	0.028
0.0	80.0	35.0	-2.0		160X85X40	0.026
+1.0	81.0	38.9	-1.8		157X85X40	0.026
+2.0	82.0	43.7	-1.6		152X85X40	0.025
+2.5	82.5	46.6	-1.5		150X85X40	0.025
+3.0	83.0	49.9	-1.4		145X85X40	0.027
+3.5	83.5	53.7	-1.3		141X85X40	0.030
+4.0	84.0	58.1	-1.2		139X85X40	0.030
+5.0	85.0	69.7	-1.0		133X85X40	0.023

Fig. 2 Inlet velocity distributions ($Z/C_{ax}=-0.3$)

る段負荷係数 ψ については、同一流量係数 ϕ に対して UHLTC は従来型のものに比べて、約 3.5 倍の値を有する。

$$\psi = \phi [\tan \beta_1 + AVR \cdot \tan \beta_2] \quad (2)$$

UHLTC は最大翼厚比 t_{max}/C についても従来型のものに比べて大きな値を有しているが (表 1)、これは転向角の増加に伴う翼間の転向部での流路幅の急激な拡大を避けた結果である。

4. 数値解析法

4・1 数値解析法

本数値解析法⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾は、標準の $k-\varepsilon$ モデルを含む物理成分テンソル形で表わした定常非圧縮性乱流に対する基礎方程式を用いている。式の離散化には有限体積法を用い、対流項は三次風上差分法により評価した。本解析法で用いたアルゴリズムは SIMPLE 法である。壁面境界条件には壁法則を適用した。収束判定条件としては、各コントロールボリュームにおける質量残差の総和が、入口境界条件として与えた質量流量の 0.05% 以下になった場合とした。

4・2 解析条件および境界条件

本研究で設定した解析条件を表 2 に示す。各入射角 i に対する入口速度 V_{in} は、入射角 $i=0.0\text{deg.}$ の値 ($V_{in}=35\text{m/s}$) を基準として全ての i に対して軸方向速度成分が等しくなるように設定した。したがって、全ての i に対して流量を固定した条件で解析を行った。入射角 i と入口流入角 α の関係は図 1 に示すとおりである。入口境界の軸方向位置 Z_{in}/C_{ax} (図 1) は全ての i に対して、入口境界から翼前縁までの入射角方向の距離 L が等しくなるように設定した。入口境界条件として、表 2 に示す α と V_{in} を Z_{in}/C_{ax} の断面において一様に与えた。表 2 に示す条件に対する、翼列上流 $Z/C_{ax}=-0.3$ における速度 V のピッチ方向質量平均値 V_p のスパン方向分布を図 2 に示す。ここで、 Z/C_{ax} は翼前縁を原点とする軸方向無次元距離であり、 Y/H はエンドウォールを原点とするスパン方向無次元距離である (図 1)。また、各 i に対する翼列上流 $Z/C_{ax}=-0.3$ における境界層の排除厚さ δ^* を表 2 に示す。図 2 および表 2 から、全ての i に対して L を固定したことにより、翼列上流の境界層厚さもほぼ同じになっていることが分かる。出口境界は、全ての解析条件に対して翼列下流 $Z/C_{ax}=2.0$ に設定した。ピッチ方向の解析領域は 1 翼間分とし、そのピッチ方向の境界面には周期境界条件を課した。また、ミッドスパン面に対称境界条件を課することにより、計算領域をミッドスパン面から端壁面までとした。翼列下流 $Z/C_{ax}=1.5$ での断面質量平均速度 V_{out} と翼弦長 C に基づく Reynolds 数は表 2 に示す全ての条件に対して 2.6×10^5 である。これは軸流タービン翼列試験における平均的な値であり⁽¹⁷⁾、また粘性に関する損失がほぼ一定となる臨界値の約 2×10^5 を超えている。したがって、これらの条件は圧縮性に起因する Mach 数や衝撃波と境界層の干渉などの影響を除外し、入射角の変化に伴う馬蹄形渦や流路渦などによる二次流れの基本的な挙動の変化を解明することを目的として設定している。本研究では形状損失を評価するために、表 2 の解析条件に対して二次元解析も実施した。

Fig. 3 Experimental apparatus

Fig. 4 Blade surface static pressure distribution at midspan

5. 実験方法

5・1 実験装置

図3にUHLTCの直線翼列風洞試験装置の概略図を示す。本試験装置は吸込み型で、翼列上流および下流の入口案内板角度 β_i および出口案内板角度 β_o が80.0deg.から85.0deg.の範囲で任意の角度に設定可能な構造になっている。実験を行った入射角 i は0.0deg. ($\beta_i=80.0deg.$), +2.5deg. ($\beta_i=82.5deg.$) および+5.0deg. ($\beta_i=85.0deg.$) の3種類であり、各 i に対する入口流速は翼列上流に設置した標準ピトー管により、表2に示す V_{in} の値に設定した。

5・2 実験方法

油膜法により固体壁面上の限界流線の可視化実験を行った。油膜には流動パラフィン、オレイン酸、二酸化チタンを1:1:1の質量割合で配合したものを翼面の可視化に、1~2.7:1:1で配合したものを端壁面の可視化に使用した。白色油膜の筋で表れるオイルフローの観察を容易にするために、図3の赤色で示す翼の表面およびHub側壁面に黒色の塩化ビニルシートを貼り付け、その上に均一に油膜を塗布した。約1時間送風機を運転した後、形成された油膜の筋のパターンをデジタルカメラで記録した。さらに、実験後翼面に貼り付けた塩化ビニルシートをはがし、平面に展開した状態でも記録し、計算結果との比較対象として用いた。また、Hub側壁面上の油膜法による可視化については中央の翼間を挟む3翼間に対して実施することにより、3翼間に対してはほぼ周期的な流れになっていることを確認した。

翼面静圧測定は図3の赤色で示す翼の位置に、同図に示す直径0.5mmの静圧孔を翼面に垂直にあけた供試翼を取り付けて実施した。

6. 結果および考察

6・1 実験結果との比較

ミッドスパン（以下MSと示す）での翼面静圧分布の計算結果と実験結果の比較を図4に示す。両結果間で良い一致が得られており、入射角 i の増加に伴う翼負荷の増加および負圧面（以下SSと示す）の前半部における逆圧力勾配域の発生などの特徴を計算結果も捉えていることが分かる。わずかに見られる定量的な差の原因としては、図3に示す直線翼列試験装置では、高転向角のために入口および出口の各案内板間の流路幅が狭くなり、翼列上流の流れの一様性および翼列下流の流れの周期性を十分に得ることが難しいためと考えられる。また、後に示す油膜法による可視化結果と計算結果による限界流線の比較においても、入射角の変化に伴う離線の変化について良い一致が得られている。したがって、本数値解析結果は入射角の変化がUHLTC内の二次流れの挙動および損失生成に与える影響を検証するのに十分な精度を有するものとする。

Fig. 6 Oil flow on EW ($i=0.0\text{deg.}$, Exp.) Fig. 7 Limiting streamline and static pressure distribution on SS ($i=0.0\text{deg.}$) Fig. 8 Oil flow on SS ($i=0.0\text{deg.}$, Exp.) Fig. 10 Limiting streamline at junction of SS and EW ($i=0.0\text{deg.}$) Fig. 11 Oil flow at junction of SS and EW ($i=0.0\text{deg.}$, Exp.)

6・2 入射角 0.0deg.における二次流れの挙動

UHLTC の二次流れの挙動について、入射角 $i=0.0\text{deg.}$ の結果を示す。図 5 にエンドウォール（以下 EW と示す）上の計算による 3 翼間分の限界流線を示す。同図(a)には限界流線の速度 V の分布、また(c)には静圧係数 C_{ps} 分布を重ねて示してある。また、図中の Δ は各等高線の間隔を示している。図 6 には EW 上の実験によるオイルフローの様子を示す。図 7 は SS 上の計算による限界流線を平面に展開した図であり、MS から上半分には C_{ps} 分

 Fig. 12 Streamline ($i=0.0\text{deg.}$)

Fig. 13 Region for starting points of streamlines

布も重ねて示してある。また、SS 上の実験によるオイルフローの様子を図 8 に示す。同図は翼面に貼り付けたシートをはがし、平面に展開したものである。図 9 には翼間断面内の計算による二次流れ速度ベクトル V_s とその流線を示す。同図には EW 上の流れの向きを黒い矢印で示してある。また、 V_s は各断面における断面質量平均速度ベクトルを主流方向と定義し、その方向に垂直な平面に断面内の速度ベクトルを投影した成分である。図 10 には翼間流路前半部の SS と EW 上の計算による限界流線を、同位置における実験によるオイルフローの様子を図 11 に示す。また、図 10 には EW 上の限界流線の速度 V の分布も重ねて示してある。図 12 に EW 上の翼の前縁 (LE) 付近の計算による 3 翼間分の流線を示す。図 12(a) は図 13 に示す Blade 2 の前縁と EW の角部の赤色の平面内の点を開始点として、上流および下流に展開する流線を翼端側からスパン方向に観察した様子である。図 12(b) は、図 13 の EW 上の灰色の平面内の点を開始点として下流へ展開する流線を、翼端側からスパン方向に観察した様子である。また、同図中の馬蹄形渦 (以下 HV と示す) の圧力面側の脚 (以下 Hvp と示す) と負圧面側の脚 (以下 Hvs と示す) 等の渦を指す記号の 'ー' の後の数字は、その渦の発生源となる翼の番号を示している。

固体壁面上の計算による限界流線と実験によるオイルフローを比較すると、全体的にほぼ良好な一致が得られている。EW 上では (図 5, 6)、実験のオイルフローに見られる前縁周りに巻き付き下流に向うにしたがって隣接翼の SS へ近づく黒い筋状のはく離線 SL2 (図中白い破線) は、計算結果に見られるサドルポイント (以下 SP と示す) で分岐形態を示すはく離線 SL1 (図中赤い点線) とは、形状と位置がともに異なっている。また、図 10 の計算結果では、SL1 が SS と交差する位置と SS 上のはく離線 SL3 (図中赤い点線) が EW に交差する位置はほぼ一致しているが、図 11 の実験のオイルフローでは SL2 が SS と、SL3 が EW と交差するそれぞれの位置は明確に異なっている。以上の比較から SL1 と SL2 は異なるはく離線と判断される。計算結果の図 5(a) に SL2 を重ねると、高速域と低速域の境界線とほぼ一致している。また、この高速域は高圧力勾配域内に分布している (図 5(c))。 $Z/C_{ax}=0.2$ での翼間流路断面 (図 9(a), 5) の EW 上では、SS 側からの翼間への流入境界層と PS 側からの逆流が干渉し、それぞれが EW からはく離することにより Hvp を形成している。前者のはく離位置付近には低速域が分布しているが、Hvp が EW から巻き上がる後者のはく離位置付近には高速域が分布し、その位置は下流に向うにしたがって SS 側に移動している (図 9(b), 5)。さらに、図 12(a) に SL2 を重ねたところ、HV の渦管の軸とほぼ一致した。以上の結果から、SL1 は流入境界層が EW からはく離する線であり、低速域のためにオイルフローでは明確には現れない。一方、SL2 は HV の巻き上げによる EW からはく離線であり、高速の高せん断域のため

にオイルフローに明確に現れたと考えられる。一般的にオイルフローでは SL2 は捉えやすいが、SL1 は捉えにくい⁽¹⁸⁾。図 5(a)と図 6 から SL1 と SL2 間の領域には低運動エネルギー流体が分布している。また図 5(c)から Hvp は前縁の PS 近傍の強い翼間圧力勾配の影響を受けるため、Hvs より強くなるのが分かる。EW 上の流れは SP を境に分岐し SL1 に沿って翼間流路を横切り隣接翼の SS に衝突するため、SL1 の SS との交差部の圧力が上昇している(図 5(c), 7 中の点 P)。翼間を進むに従って、EW 上の SL1 と SL2 間の低運動エネルギー流体とその下流で発達した境界層流体への翼間圧力勾配の作用(図 5(c))により PS から SS へ向かう横断流(図 5(b))が生じ、それに起因する流路渦(以下 PV と示す)が発達し Hvp の周りに巻き付いている(図 9(b))。Hvp を核に持つ PV はその径を増し(図 9(c))、同時に SS 上をはく離線 SL3 に沿って MS へ向かっている(図 7)。また、SL2 は下流に向かうにしたがって Hvp のはく離線から PV のはく離線になることが分かる(図 5, 9)。SS 上のはく離線 SL3 の挙動は計算と実験結果間でほぼ一致しているが(図 7, 8)、計算結果に現われている流跡線 Ls についてはオイルフローでは特定が困難である。Ls と EW 間のスパン方向の流れは、隣接翼からの Hvp のはく離線 SL2 の SS との交差点付近から現われていることから、SL2 の下流での PV の発達を示すものと考えられる。また、EW と SS の角部のコーナー渦(以下 Voc と示す)の存在を、実験(図 11)と計算(図 10)の両結果において確認できる。

翼間内の三次元流線については、図 12(a)から Blade 2 の前縁から発生した Hvp-2 と Hvs-2 がそれぞれの隣接翼間に全て流入しており、さらに図 12(b)の流線の様子は 3 つの翼間でほぼ同様となっている。これらの結果は各翼間内の流れが 1 翼間単位で構成されていることを示している。Hvp は隣接翼の SS 近傍で同翼の前縁からの Hvs と干渉している(図 12(b))。

6・3 入射角の変化に対する二次流れの挙動

入射角 $i=0.0\text{deg.}$ から $i=-5.0\text{deg.}$ までの減少においては HV と PV は共に減衰したが、二次流れの構造には大きな変化は生じなかった。一方、 $i=0.0\text{deg.}$ からの i の増加は HV および PV を増強し、二次流れの挙動およびその構造に変化を引き起こした。

$i=0.0\text{deg.}$ から $+2.5\text{deg.}$ への増加に伴う二次流れの変化を調べるために、 $i=+2.5\text{deg.}$ の結果を中心にその間の $+1.0\text{deg.}$ と $+2.0\text{deg.}$ の結果も比較のために示す。図 14, 15 および 16 には $i=+1.0\text{deg.}$, $+2.0\text{deg.}$ および $+2.5\text{deg.}$ に対する、EW 上の計算結果による限界流線を示す。各図の(a)には限界流線の速度 V の分布を、また図 16 については(c)に静圧係数 C_{ps} 分布も重ねて示す。図 17 には $i=+2.5\text{deg.}$ に対する EW 上の実験によるオイルフローの様子を示す。図 18 は $i=+2.5\text{deg.}$ に対する、SS 上の計算結果による限界流線を平面に展開した図であり、MS から上半分には C_{ps} 分布も重ねて示してある。図 19 には $i=+2.5\text{deg.}$ に対する SS 上の実験によるオイルフローの様子を示す。図 20 には $i=+1.0\text{deg.}$, $+2.0\text{deg.}$ および $+2.5\text{deg.}$ に対する、 $Z/C_{ax}=0.2$ における計算結果による翼間断面内の二次流れ速度ベクトルとその流線を示す。同図には EW 上の流れの向きを黒い矢印で示してある。また、 $i=+2.5\text{deg.}$ に対する翼間流路前半部の SS と EW 上の、計算結果による限界流線と実験によるオイルフローの様子を図 21 と図 22 にそれぞれ示す。また、図 21 には EW 上の限界流線の速度 V の分布も重ねて示してある。図 23 には図 21 に示す限界流線と同じ壁面近傍に開始点を持つ計算結果による流線を示す。図 24 に $i=+1.0\text{deg.}$ と $+2.0\text{deg.}$ の、図 13 に示す Blade 2 の前縁と EW の角部の赤色の平面内の点を開始点として、上流および下流に展開する計算結果による流線を示す。図 25 には $i=+2.5\text{deg.}$ に対する、EW 上の前縁付近の計算結果による 3 翼間分の流線を $i=0.0\text{deg.}$ に対する図 12 と同様な形式で示す。図 26 の(a)には流速 V の断面質量平均値 V_i の軸方向分布を、(b)には $Z/C_{ax}=0.2$ での V のピッチ方向質量平均値 V_p のスパン方向分布を、また(c)には入射角 i の変化に伴う 1 翼間分の流路幅の流れ方向の変化を示す。

EW 上では、 i の増加により前縁付近の逆流領域が上流側へ拡大し、流入境界層との干渉によるよどみ領域内に一対の渦を形成しているが(図 14, 15, 16)、オイルフローの結果ではそれらの渦は確認できない(図 17)。この逆流領域の拡大は HV の増強を示している。実験のオイルフローで見られる SL2 は(図 17)、 $i=0.0\text{deg.}$ の場合と同様に計算結果の高速域と低速域の境界線とほぼ一致し(図 16(a))、また、図 25(a)に重ねると HV の渦管の軸ともほぼ一致していることから、HV の巻き上げによる EW からのはく離線であることが分かる。翼間内の EW 上では、 i の増加により PS から SS へ向かう横断流が SS に交差する角度が増加すると同時に、その交差域に位置する SS の頂点付近の静圧を上昇させピークを形成している(図 16(c), 18 中の点 P)。さらに、そのピーク点を境にして SS に交差した流れは SS に沿って順流と逆流(図中 RF)に分岐し、 $i=+2.5\text{deg.}$ に至るとその逆流は EW 上

(a) Velocity distribution (b) Limiting streamline
Fig. 14 Flow field near EW ($i=+1.0\text{deg.}$)

(a) Velocity distribution (b) Limiting streamline
Fig. 15 Flow field near EW ($i=+2.0\text{deg.}$)

(a) Velocity distribution (b) Limiting streamline (c) Static pressure distribution
Fig. 16 Flow field near EW ($i=+2.5\text{deg.}$)

Fig. 17 Oil flow on EW ($i=+2.5\text{deg., Exp.}$)

Fig. 18 Limiting streamline and static pressure distribution on SS ($i=+2.5\text{deg.}$)

Fig. 19 Oil flow on SS ($i=+2.5\text{deg., Exp.}$)

Fig. 20 Secondary flow ($Z/C_{ax}=0.2$)

の流入境界層との干渉により、EW 上に SS に沿う新たな渦 (図 16, 21 中 Voe) を形成することが分かる。Voe は径が小さいため実験のオイルフローではその存在を確認できないが、図 17 および図 22 中の Voe の矢印の指す付近にわずかな油膜溜りが確認でき、その存在を示唆していると考えられる。この i の増加に伴う EW 上の横断流の増強の原因は、翼面圧力差の増加に加えて (図 4), EW 上の境界層厚さの増加にあると考えられる (図 26(b)). この境界層厚さの増加は、 i の増加による翼間入口付近での 1 翼間分の流路幅の流路方向拡大率の増加が (図 26(c)), 同領域での減速率を増大させるためである (図 26(a)). EW 上の横断流はさらに SS 上を MS へ向かって進み、その逆流部分は SS 上において点 P を中心に扇状に広がっている (図 18, 21). また、この SS 上への逆流領域の広がりには離線 SL3 のスパン方向位置を、 $i=0.0\text{deg.}$ の場合 (図 7, 8, 10, 11) に比べて、より MS 側へ移動させ

Fig. 21 Limiting streamline at junction of SS and EW ($i=+2.5\text{deg.}$)

Fig. 22 Oil flow at junction of SS and EW ($i=+2.5\text{deg., Exp.}$)

Fig. 23 Streamline at junction of SS and EW ($i=+2.5\text{deg.}$)

(a) $i=+1.0\text{deg.}$

(b) $i=+2.0\text{deg.}$

Fig. 24 Streamline of HV

(a) Streamline of HV

(b) Streamline near EW

Fig. 25 Streamline ($i=+2.5\text{deg.}$)

ることが、計算 (図 18, 21) と実験 (図 19, 22) の両結果で確認できる. さらに, SS 上で前縁から発達した境界層流がこの扇状の逆流と干渉することにより SL3 に沿って離れ, EW 上の Voe につながる渦管を形成している (図 21, 23). SS 上の境界層が SL3 に沿って離れ下流へ向かって PV を形成するにしたがって Voe の渦管は SS から離脱し, 回転方向が同じ隣接翼からの Hvp と巻き付き合うように干渉し融合することが図 23 と図 25(b) から分かる. SS 上の Ls については (図 18), EW 上で SS に交差した横断流の順流部分が PV を形成しながら SS 上を MS へ向かう流れに起因するものであり, $i=0.0\text{deg.}$ の場合 (図 7) よりスパン方向への広がりも縮小し

Fig. 26 Velocity distributions

ている。 $Z/C_{ax}=0.2$ の断面内の Hvp の状態を比較すると (図 20), i の増加により流入境界層の前縁付近への衝突に起因する PS 上を EW へ向かう流れと, EW 上を SS へ向かう流れの速度と高速域が共に増大し Hvp が増強していることが分かる。図 14(a), 15(a)および 16(a)の EW 付近の速度 V の分布においても, i の増加は $Z/C_{ax}=0.2$ 断面付近での前縁 PS 側の高速領域の, 隣接翼の SS 側への広がり拡大させている。

翼間内の三次元的な流れについては, $i=+1.0\text{deg.}$ では (図 24(a)), $i=0.0\text{deg.}$ の場合 (図 12(a))と同様に Blade 2 の前縁から発生した Hvp-2 と Hvs-2 がそれぞれの隣接翼間に全て流入しているが, Hvs-2 を構成する流体の一部が Blade 3 からの Hvp-3 に合流している。さらに i が増加すると, Hvs-2 を構成する流体の一部が Hvs-3 にまで合流し, その量も徐々に増加している (図 24(b), 25(a))。その結果 3 つの翼間で表示される流線の様子に差が生じる傾向が強くなる (図 25(b))。また, 図 25(b)から Hvs-2 と Hvs-3 がそれぞれ Hvp-3 と Hvp-4 に巻き付く挙動が確認できる。このように, $i=0.0\text{deg.}$ からの i の増加により, 各翼間流路の渦構造に入射方向側に位置する隣接翼で形成された HV を構成する流体が合流する傾向が強くなるため, 各翼間内の流れが 1 翼間単位では構成されなくなることが分かる。

つぎに $i=+2.5\text{deg.}$ から $+5.0\text{deg.}$ への増加に伴う二次流れの変化を調べるために, $i=+5.0\text{deg.}$ の結果を中心にその間の $+3.0\text{deg.}$ および $+4.0\text{deg.}$ の結果も比較のために示す。先に示した $i=+1.0\text{deg.}$ から $+2.5\text{deg.}$ の結果に対して示した図 14 から図 25 と同様な形式で, 図 27 から図 38 に $i=+3.0\text{deg.}$ から $+5.0\text{deg.}$ の結果を示す。

EW 上では (図 27, 28, 29), i の増加により前縁の上流のよどみ領域内の渦はその数を減らし, $i=+4.0\text{deg.}$ 以上では消滅している。翼間内では PS から SS への横断流が SS と交差する角度, およびそれが SS に沿って順流と逆流に分岐する位置 (P 点) での圧力のピーク値が増している (図 29(c), 31)。さらにその逆流側の領域が拡大し, EW 上の流入境界層との干渉により形成される Voe の径が増大するとともに, その回転中心が上流側へ移動している。 $i=+5.0\text{deg.}$ の実験のオイルフローにおいても, SS 付近の流れの向きから増大した Voe の存在が確認できる (図 30)。また, オイルフローが示す黒い筋の高せん断域の SL2 は, 計算結果の高速域と低速域の境界線と良く一致しており (図 29(a)), さらに図 38(a)に重ねたところ, $i=0.0\text{deg.}$ および $+2.5\text{deg.}$ の場合と同様に HV の渦管の軸とほぼ一致した。SS に沿った逆流が SS 上で点 P を中心に扇状に広がる領域も i の増加により拡大し, それによりはく離線 SL3 がより MS に近づいていることが, $i=+5.0\text{deg.}$ の計算 (図 31, 34) と実験 (図 32, 35) の両結果で確認できる。また, SS 上の前縁から発達した境界層流は扇状の逆流域と干渉することにより, SL3 に沿ってはく離 EW 上の Voe につながる渦管を形成し (図 36), さらに SS 上の EW との角部に渦 Vos を形成している (図 31, 34)。実験のオイルフローも同位置での Vos の存在を示唆している (図 32, 35)。Vos は $i=+4.0\text{deg.}$ 以上の計算結果において発生しており, その発生は SS 上での扇状の逆流域の強さと SS 上での流入境界層の発達の程度に依存すると考えられる。Voe の渦管と隣接翼からの Hvp は, $i=+2.5\text{deg.}$ の場合 (図 25(b), 23) より互いに近接しているため, より迅速に干渉し融合し (図 38(b)), PV がその周りを包み込むように発達している (図 36)。また, この迅速な Voe と Hvp の融合は Hvp を EW から離脱させるため, 実験のオイルフローで見られる Hvp のはく離線 SL2 が $i=0.0\text{deg.}$ と $+2.5\text{deg.}$ では隣接翼の SS の後半部まで延びているのに対して (図 6, 17), $i=+5.0\text{deg.}$ では前半部で途切れている (図 30)。Vos の渦管は Voe の渦管の周りを迂回して Hvp と融合している (図 36)。EW 上で SS に交差した横断流の順流部分が SS 上を MS へ向かう流れに起因する Ls の MS 方向への広がり, $i=+2.5\text{deg.}$ の場合 (図 18) よりさらに縮小している (図 31)。Voe が存在する $Z/C_{ax}=0.2$ の断面での Hvp の状態は, i の増加と

(a) Velocity distribution

(b) Limiting streamline

Fig. 27 Flow field near EW ($i=+3.0\text{deg.}$)

(a) Velocity distribution

(b) Limiting streamline

Fig. 28 Flow field near EW ($i=+4.0\text{deg.}$)

(a) Velocity distribution

(b) Limiting streamline

(c) Static pressure distribution

Fig. 29 Flow field near EW ($i=+5.0\text{deg.}$) Fig. 30 Oil flow on EW ($i=+5.0\text{deg.}$, Exp.) Fig. 31 Limiting streamline and static pressure distribution on SS ($i=+5.0\text{deg.}$) (a) $i=+3.0\text{deg.}$ (b) $i=+4.0\text{deg.}$ Fig. 32 Oil flow on SS ($i=+5.0\text{deg.}$, Exp.) Fig. 33 Secondary flow ($Z/C_{ax}=0.2$)

共に $i=+2.5\text{deg.}$ までは先に示したように増強したが(図 20), $+3.0\text{deg.}$ さらに $+4.0\text{deg.}$ に増加すると(図 33(a), 33(b)), EW 上の流入境界層の前縁 PS 側への衝突に続く PS 上を EW へ向かう流れは強くなるが, EW 上を SS へ向かう流れが減衰し, その結果 Hvp は減衰傾向を示している. この SS へ向かう流れの減衰は, i の $+3.0\text{deg.}$ および $+4.0\text{deg.}$ への増加に伴う Vo の拡大により, $Z/C_{ax}=0.2$ 付近の EW 上で PS から SS へ向かう高速領域のピッチ方向への広がりが抑えられるためである(図 27(a), 28(a)). また, Vo を構成する逆流(図 33 中赤の点線の円内)の発生が EW 上の SS 側からの流れを減衰させており, これも Hvp の減衰の要因と考えられる. しかし, $i=+5.0\text{deg.}$ では(図 29), Vo は拡大するがその中心が上流側へ移動することにより, $Z/C_{ax}=0.2$ 付近の PS から SS へ向かう高速領域がピッチ方向に再び拡大し, その結果 Hvp も再び増強していることが分かる(図 33(c)). また, $i=+5.0\text{deg.}$ の

Fig. 34 Limiting streamline at junction of SS and EW ($i=+5.0\text{deg.}$)

Fig. 35 Oil flow at junction of SS and EW ($i=+5.0\text{deg.}$, Exp.)

Fig. 36 Streamline at junction of SS and EW ($i=+5.0\text{deg.}$)

(a) $i=+3.0\text{deg.}$

(b) $i=+4.0\text{deg.}$

Fig.37 Streamline of HV

(a) Streamline of HV

(b) Streamline near EW

Fig. 38 Streamline ($i=+5.0\text{deg.}$)

$Z/C_{ax}=0.2$ 付近の Hvp は、PS からの流れが直接隣接翼の SS に衝突することにより形成されている。以上のことから、Voe の発生はその大きさと発生位置により Hvp の形成および発達に影響を与えることが分かる。

翼間内の三次元的な流れについては、 $i=+3.0\text{deg.}$ (図 37(a)) では $i=+2.5\text{deg.}$ (図 25(a)) に比べて、Hvs-2 の流体の一部が Blade 3 の HV さらには Blade 4 の HV に合流する量が増加しており、さらに $i=+4.0\text{deg.}$ 以上では (図 37(b), 38(a)), Blade 2 と 3 の翼間には流入せず、Blade 4 の HV に合流している。以上のように、入射角の増加と共に各翼の前縁から発生した HV が他の翼からの HV と干渉するピッチ方向範囲が拡大することが分かる。また、Voe

の拡大は特に SS 側の EW 付近の入射角を増加させるため、Hvs を構成する流体が隣接翼間より離れた翼間へ流入するのを助長すると考えられる (図 37(b), 38(a), 38(b)).

6・4 入射角の損失生成への影響

全圧損失係数 C_{pt} の断面質量平均値で定義される総損失 C_{pt} と、二次流れ運動エネルギー C_{sk} の断面質量平均値 $C_{sk,i}$ の軸方向分布を図 39 と図 40 にそれぞれ示す. 図 41, 42, 43 および 44 に、各軸方向位置 Z/C_{ax} での C_{pt} , 形状損失係数 C_{pp} , 二次損失係数 C_{pts} および $C_{sk,i}$ の入射角 i に対する変化をそれぞれ示す. ここで、 C_{pp} は二次元解析結果による全圧損失係数 C_{pt} のピッチ方向質量平均であり、 C_{pts} は C_{pt} から C_{pp} を差し引いた値として定義した.

C_{pt} および $C_{sk,i}$ は、双方とも $i=0.0\text{deg.}$ 以上の i の増加に対して著しく上昇している (図 39, 40, 41, 44). この原因は先に示したように、主に HV, PV および Voe の発生および増強によるものである. また、 $C_{sk,i}$ の軸方向分布において (図 40)、ピークが $Z/C_{ax}=0.0$ に加えて、 $i=0.0\text{deg.}$ 以下の i に対しては $Z/C_{ax}=0.4$ および 0.8 付近にも表れ

Fig. 39 Growth of total loss

Fig. 40 Secondary flow kinetic energy

Fig. 41 Variation of total loss with incidence

Fig. 42 Variation of profile loss with incidence

Fig. 43 Variation of secondary loss with incidence

Fig. 44 Variation of secondary flow kinetic energy with incidence

Fig.45 Blade surface static pressure distribution

Fig. 46 Loading coefficient

ている。第一のピークは i の増加により増速する流入流体の翼前縁付近への衝突による偏向に起因し、第二のピークは主にHVの増強、第三はPVの増強によるものと考えられる。第二と第三のピークは $i=0.0\text{deg}$ を超えると融合する傾向が見られる。これは先に示したように、 i の増加により特に翼間流路前半部での渦構造の変化が著しく、流路前半部でのHVの増強やVoeの発生と増強に加えてHvpとVoeの干渉に伴う二次流れの増強が、流路後半部でのPVの発達による二次流れの増強よりも勝り、第二のピークが第三のピークを吸収したのと考えられる。また、図39においても i の増加に伴う C_{pt} の増加率は翼前縁付近で大きいことから、HVとVoeの発生と増強および相互干渉が損失生成に与える影響は非常に大きいと云える。したがって、UHLTCにおいては特にHVとVoeの抑制がその性能向上に効果的であると考えられる。

i の増加に対する形状損失 C_{pp} の増加率は、軸方向位置 Z/C_{ax} に関係なく上昇傾向を示している(図42)。一方、 i の増加に対する総損失 C_{pt} の変化では明確には現れていないが(図41)、それと C_{pp} との差で定義される二次損失 C_{pts} は、 $Z/C_{ax}=2.0$ から下流において $i=+2.5\text{deg}$ 付近を境にして増加率が一時的にわずかではあるが減少している(図43)。この挙動は i の増加に対する $Z/C_{ax}=0.2$ での C_{ski} の変化が、 $i=+2.5\text{deg}$ を境に減少しその後再び上昇していることと関係していると考えられる(図44)。また、この C_{ski} の一時的な減少は、先に示した i の増加に伴うVoeの拡大がHvpを減衰させたことと対応していることが分かる。以上のことから、 C_{pts} の i の増加に伴う変化は、 C_{ski} の変化と相関性を持つことが確認できる。また、 C_{ski} の $Z/C_{ax}=0.2$ での $i=+2.5\text{deg}$ を境にした減少の影響は、その下流の $Z/C_{ax}=0.6$ や 0.8 においても見られる。これは、上流側で支配的なHVの強さが、下流で支配的なPVの発達へも影響を与えることを示唆している。したがって、HVの抑制がPVの発達の抑制につながると云える。

6・5 入射角の翼面負荷への影響

図45にMSとEWにおける翼面上の静圧係数 C_{ps} 分布を示す。図46には負荷係数 A_{cps} のスパン方向分布を示す。ここで、 A_{cps} は各スパン方向位置 Y/H における、SSとPSの翼面静圧係数 C_{ps} の分布曲線(図45参照)によって囲まれる面積で定義される。

翼面 C_{ps} 分布は入射角 i の増加に強く影響を受け、MSにおいては特に翼間流路前半部の翼面圧力差が増加している(図45)。また、前縁PS側のよどみ点付近($Z/C_{ax}=0.1$)とSS側の流路方向中央付近($Z/C_{ax}=0.5$)の C_{ps} 分布において、MSとEWの間で差が生じており、それらは i の増加と共に拡大している。前者の差は流入境界層の速度分布に、後者の差はEW上でのPSからSSへの横断流のSSへの衝突に起因している。これらの翼間流路前半部での翼面圧力差と、前縁よどみ点付近でのスパン方向の圧力差の増加はHVを増強させる。また、EW上のSS側の $Z/C_{ax}=0.5$ 付近の C_{ps} の上昇はSSに沿って逆圧力勾配を形成し、その結果SSに沿った逆流を誘起すると共にVoeを形成し拡大させる。 $i=+5.0\text{deg}$ (図45(c))のEW上のSS側の $Z/C_{ax}=0.1$ 付近の C_{ps} の局所的な上昇は、Voeを構成するSSに沿う逆流と翼間への流入境界層との干渉により生じたものである(図29(c))。以上の結果から、 i の増加に伴うEWとMSでの翼面の C_{ps} 分布間の差の増加は、二次流れの発達と密接に関係していることが分かる。また、 i の増加は負荷係数 A_{cps} のスパン方向分布の一様性を低下させている(図46)。これは i の増加に伴うHvpとVoeの干渉が、それらを核に持つPVを翼間内でMS側に迅速に移動させるためと考えられる⁽⁵⁾。

7. 結 論

本研究により、超高負荷タービン翼列内の流れ場の挙動に対して以下の結論を得た。

- (1) 本計算結果は、入射角の変化に伴う翼面静圧分布の変化の特徴および固体壁面上のはく離線の挙動など実験結果と良い一致を示した。
- (2) 本数値解析結果および実験結果により、入射角の変化が二次流れの挙動および損失生成へ与える影響の詳細を明らかにした。
- (3) 各翼間内の流れは、入射角 0.0deg.以下では 1 翼間単位で構成されるが、それを超えると各翼の前縁から発生した馬蹄形渦が他の翼からの馬蹄形渦と干渉するピッチ方向範囲が拡大することにより、1 翼間単位では構成されなくなる。
- (4) 入射角の増加は翼面圧力差を増加させ、さらに翼間流路前半部での減速率の増大により境界層厚さを増加させることにより、端壁面上の圧力面から負圧面へ向かう翼間横断流を増強させる。
- (5) 入射角の増加は翼間端壁面上の横断流の負圧面との交差角を増加させ、その交差した流れは次第に順流と逆流に分岐する。入射角の+2.5deg.以上の増加は、その逆流域を拡大させ端壁面上の流入境界層との干渉により、端壁面上に負圧面に沿う新たな渦を形成し拡大させる。さらにその逆流域は負圧面上をミッドスパンへ向かって扇状に広がり、負圧面上の前縁から発達した境界層流との干渉によりはく離し、端壁面上の新たな渦につながる渦管を形成する。この渦管は隣接翼からの圧力面側の馬蹄形渦と干渉し融合する。
- (6) 端壁面上に形成された負圧面に沿う新たな渦は、その発生位置と大きさにより隣接翼からの圧力面側の馬蹄形渦の形成および発達に影響を与える。
- (7) 圧力面側の馬蹄形渦は入射角の増加に対して+2.5deg.までは増強し、それを超えると端壁面上に形成された負圧面に沿う新たな渦の影響により一時的に減衰し再び増強する。この傾向は入射角に対する二次流れ運動エネルギーと二次損失の変化においても顕著に現れた。
- (8) 翼列の空力性能を広作動域に亘って向上させるには、前縁馬蹄形渦、端壁面上に形成された負圧面に沿う新たな渦の発生と増強およびこれらの渦の干渉を抑制することが効果的である。
- (9) 入射角の増加に伴う端壁とミッドスパンでの翼面の静圧分布間の差の増加は、二次流れの発達と密接に関係している。
- (10) 入射角の増加に伴う圧力面側の馬蹄形渦と端壁面上に形成された負圧面に沿う新たな渦との干渉は、それらを核に持つ流路渦をミッドスパン側へ迅速に移動させることにより、翼面負荷のスパン方向分布の一様性を低下させる。

文 献

- (1) Praisner, T. J., Grover, E. A., Knezevici, D. C., Popovic, I., Sjolander, S. A., Clark, J. P. and Sondergaard, R., "Toward the Expansion of Low-Pressure-Turbine Airfoil Design Space," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, GT2008-50898 (2008).
- (2) Funazaki, K., Tanaka, N., Shiba, T., Tanimitsu, H. and Hamabe, M., "Studies on Two-Dimensional Contouring of High-Lift Turbine Airfoil Suction Surface as Separation-Control Device: Separation Suppression under Steady-State Flow Conditions," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, GT2011-45156 (2011).
- (3) Senoo, A., Mizuki, S., Tsujita, H. and Yamamoto, A., "Investigation of Internal Flow in Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade by PIV Method," *Journal of Thermal Science*, Vol.9, No.3 (2000), pp.193-198.
- (4) 辻田星歩, 水木新平, 山本孝正, "超高負荷タービン翼列内の流れの数値解析", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.70, No.697 (2004), pp.2332-2340.
- (5) Tsujita, H., Mizuki, S. and Yamamoto, A., "Numerical Investigation of Effects of Incidence Angle on Aerodynamic Performance of Ultra-Highly Loaded Turbine Cascade," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006*, GT2006-90939 (2006).
- (6) Harrison, S., "The Influence of Blade Lean on Turbine Losses," *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol.114 (1992), pp.184-190.
- (7) Tan, C., Yamamoto, A., Mizuki, S. and Chen, H., "Influences of Blade Bowing on Flowfields of Turbine Stator Cascades," *AIAA Journal*, Vol.41, No.10 (2003), pp.1967-1972.

- (8) Becz, S., Majewski, M. S. and Langston, L. S., "Leading Edge Modification Effects on Turbine Cascade Endwall Loss," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*, GT2003-38898 (2003).
 - (9) Becz, S., Majewski, M. S. and Langston, L. S., "An Experimental Investigation of Contoured Leading Edges for Secondary Flow Loss Reduction," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, GT2004-53964 (2004).
 - (10) Harvey, N. W., Rose, M. G., Taylor, M. D., Shahpar, S., Hartland, J. and Gregory-Smith, D. G., "Nonaxisymmetric Turbine End Wall Design: Part I-Three-Dimensional Linear Design System," *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol.122 (2000), pp.278-285.
 - (11) Hartland, J. C., Gregory-Smith, D. G., Harvey, N. W. and Rose, M. G., "Nonaxisymmetric Turbine End Wall Design: Part II-Experimental Validation," *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol.122 (2000), pp.286-293.
 - (12) Ingram, G., Gregory-Smith, D. and Harvey, N., "Investigation of a Novel Secondary Flow Feature in a Turbine Cascade With End Wall Profiling," *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol.127 (2005), pp.209-214.
 - (13) Coull, J. D. and Hodson, H. P., "Blade Loading and Its Application in the Mean-Line Design of Low Pressure Turbines," *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, GT2011-45238 (2011).
 - (14) Yamamoto, A., "Production and Development of Secondary Flows and Losses in Two Types of Straight Turbine Cascades: Part 2-A Rotor Case," *Transactions of the ASME, Journal of Turbomachinery*, Vol.109 (1987), pp.194-200.
 - (15) 辻田星歩, 水木新平, "境界適合座標系上の物理成分テンソル形運動方程式を用いた曲がり管内の粘性流の数値解析", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.57, No.540 (1991), pp.2606-2613.
 - (16) 辻田星歩, 水木新平, "圧力補正法を用いた圧縮性流れの数値解析", 日本機械学会論文集 B 編, Vol.63, No.608 (1997), pp.1270-1278.
 - (17) Ainley, D.G and Mathieson, G.C.R., "A Method of Performance Estimation for Axial-Flow Turbines," *British ARC*, RM2974 (1951).
 - (18) Sieverding, C. H., "Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages," *Transactions of the ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol.107(1985), pp.248-257.
-