

# 圧縮機における旋回失速初生の数値シミュレーションに向けて (翼先端漏れ渦の崩壊による失速現象)

古川雅人<sup>1</sup>, 才木一寿<sup>2</sup>, 山田和豊<sup>3</sup>, 井上雅弘<sup>1</sup>

## Toward Numerical Simulation of Rotating Stall Inception in Compressor Rotor (Stall Phenomenon Induced by Breakdown of Blade Tip Leakage Vortex)

by

Masato FURUKAWA, Kazuhisa SAIKI, Kazutoyo YAMADA, Masahiro INOUE

### ABSTRACT

The breakdown of tip leakage vortex has been investigated on a low-speed axial compressor rotor with moderate blade loading. Effects of the breakdown on the rotor aerodynamics are elucidated by Navier-Stokes flow simulations and visualization techniques for identifying the breakdown. The simulations show that the leakage vortex breakdown occurs inside the rotor at a lower flow rate than the peak pressure rise operating condition. The breakdown is characterized by the existence of the stagnation point followed by a bubble-like recirculation region. The onset of breakdown causes significant changes in the nature of the tip leakage vortex: large expansion of the vortex and disappearance of the streamwise vorticity concentrated in the vortex. The expansion has an extremely large blockage effect extending to the upstream of the leading edge. The disappearance of the concentrated vorticity results in no rolling-up of the vortex downstream of the rotor and the disappearance of the pressure trough on the casing. The leakage flow field downstream of the rotor is dominated by the outward radial flow resulting from the contraction of the bubble-like structure of the breakdown region. It is found that the leakage vortex breakdown plays a major role in characteristic of rotor performance at near-stall conditions. As the flow rate is decreased from the peak pressure rise operating condition, the breakdown region grows rapidly in the streamwise, spanwise and pitchwise directions. The growth of the breakdown causes the blockage and the loss to increase drastically. Then, the interaction of the breakdown region with the blade suction surface gives rise to the three-dimensional separation of the suction surface boundary layer, thus leading to a stall. This three-dimensional stall is substantially different from a two-dimensional blade stall.

### 1. 緒 言

圧縮機における旋回失速の初生メカニズムを解明することは、旋回失速の予知と制御を実現して圧縮機の作動範囲を広げるために重要である。従来から提案されている旋回失速初生モデルに普遍的なものではなく、現象のよりよい理解が必要である。この観点から、本研究では旋回失速の初生過程を数値シミュレーションにより解明することを目的とする。その第一段階として、軸流圧縮機動翼列において翼先端漏れ渦が崩壊して翼の失速が誘起されることを新たに見出した。この現象は前縁剥離に起因した二次元的な失速とは異なっており、旋回失速の発生にも深く関係しているものと推察される。本報では、この翼先端漏れ渦の崩壊による失速現象について述べる。

翼先端漏れ流れは動翼列の性能特性に最も大きな影響を及ぼすため、その挙動が多くの実験および数値解析により調べられ、その流れモデルが種々提案されてきた。その特徴は、翼先端からの剥離せん断層が巻き上がって漏れ渦が形成されることである。高負荷形の斜流羽根車内で「翼先端漏れ渦の崩壊」が発生することが新たに見出され [1]、さらに中程度の翼負荷を持つ軸流羽根車でさえも低流量域において漏れ渦が崩壊することが数値解析により確認された [2]。この現象はデルタ翼の高迎角流れで発生する翼前縁はく離渦の崩壊に似た現象として捉えることができるが、翼列流れにおいてその発生が今まで確認されたことがなく、漏れ渦崩壊が翼先端漏れ流れ場に及ぼす影響は全く不明である。そこで、数値シミュレーションにより漏れ渦の崩壊が軸流圧縮機動翼列の低流量作動域における内部流動に及ぼす効果を調べた。

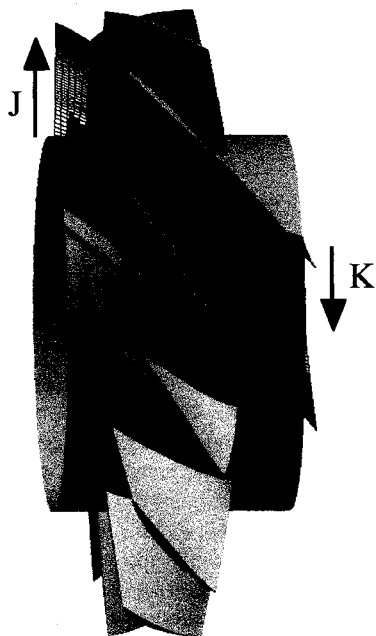
### 2. 供試軸流羽根車および数値解析方法

過去の研究 [3][4] において、動翼下流および内部の翼先端漏れ流れ場が実験的に調べられた低速の単段軸流圧縮機の動翼を供試羽根車とした。本軸流圧縮機の流量係数  $\phi$  (主流の軸方向速度を動翼先端速度で無次元化) および圧力係数  $\psi$  (全圧上昇を動翼先端速度に相当する動圧で無次元化) の設計値はそれぞれ 0.5 および 0.4 であり、羽根車のハブ比は 0.6、翼先端直径は 449mm である。動翼は予旋回なしの自由渦形式で設計された NACA65 系統翼で、翼枚数は 12 枚である。翼先端部は弦節比 1.0、コード長 117.5mm である。本研究では、翼先端すき間が 2.0mm (1.7% tip chord) の場合について三次元 Navier-Stokes 流れ解析を行った。

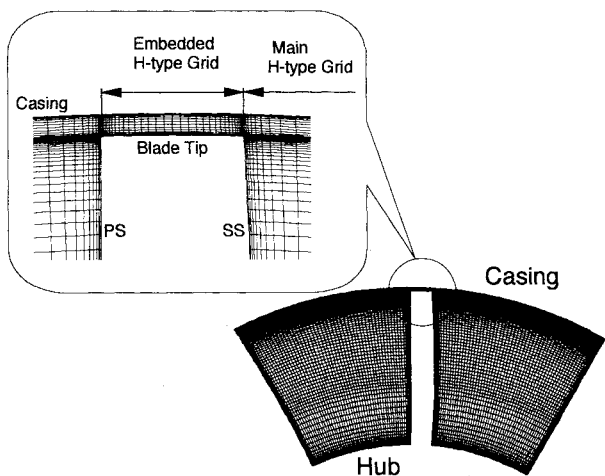
流れ解析手法として有限体積法を用いた緩和形陰的高解像度風上スキーム [5] を用いた。三次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式が、時間方向には陰的に、空間的には六面体の計算セルを用いたセル中心形有限体積法に基づいて離散化される。人工粘性を小さく抑えて渦構造を鮮明に捕らえるために、非粘性流束は Roe の近似リーマン解法を用いた MUSCL 形の高次精度 TVD 法により求められる。粘性流束は中心差分的に評価され、渦粘性係数は Baldwin&Lomax の代数乱流モデル [6] に従って求められる。時間方向に線形化されて得られた連立一次方程式は近似因子化法によらず、Gauss-Seidel 形の点緩和法により解く。

翼先端漏れ流れを正確に捕らえるために、図 1 に示した複合形の計算格子を用いた。すなわち、主流部および翼先端すき間部にそれぞれ H 形の構造格子を形成した。主流部の格子では流れ方向に 80 セル (翼上に 52 セル)、スパン方向に 96 セル、ピッチ方向に 64 セル設定した。先端すき間部にはめ込まれた格子はコード方向に 52、ピッチ方向に 32、スパン方向に 16 セルから構成された。セル総数は 518,144 セルである。滑りなしの断熱条件を適用して壁での粘性流束を評価するために、翼先端コード長に対する固体壁面での最小格子幅は  $5 \times 10^{-5}$  以下に設定している。

<sup>1</sup>九州大学工学部 <sup>2</sup>九州大学大学院工学研究科 <sup>3</sup>九州電力株式会社



(a) Perspective view



(b) Typical cross-sectional view

Fig.1 Computational Grid

流入境界条件は動翼上流で測定された実験結果に基づいて与えられた。その際、ケーシング面上の流入境界層は厚さ 6mm であった。本研究では、設計流量点 ( $\phi=0.5$ ) から 70%流量点( $\phi=0.35$ )までの作動範囲について解析を行った。

翼先端漏れ流れ場に Critical point 理論に準拠した渦構造の同定法を適用し、漏れ渦崩壊を含む動翼列内の複雑な流動現象の解析が行われた。Critical point 理論に準拠した方法 [7][8] は、流れパターンの位相幾何学的解析に基づいている。本研究で用いた澤田の方法 [7] では、局所的な速度場を四面体計算セル内で線形近似し、Critical point 理論と同様にして流線の準解析的パターンを位相幾何学的に調べることにより渦中心線を同定する。この渦中心線が計算セルを横切る場合に、その計算セル内の線分が局所的な渦中心線として同定される。計算セル毎に抽出された渦中心線としての線分を全て表示すれば、全体的な渦構造が渦中心線の集合体として可視化される。

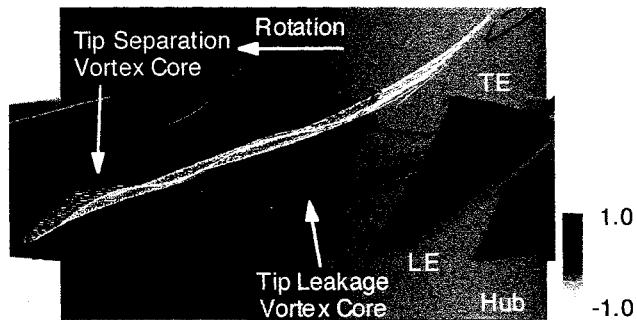


Fig.2 Vortex cores colored with normalized helicity distribution, casing wall pressure distribution and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.50$

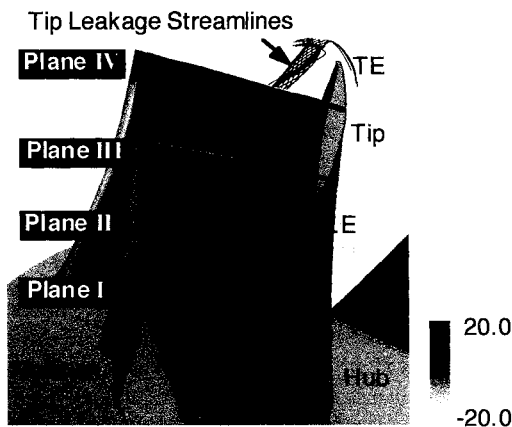


Fig.3 Streamwise absolute vorticity distributions on crossflow planes perpendicular to tip leakage vortex and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.50$

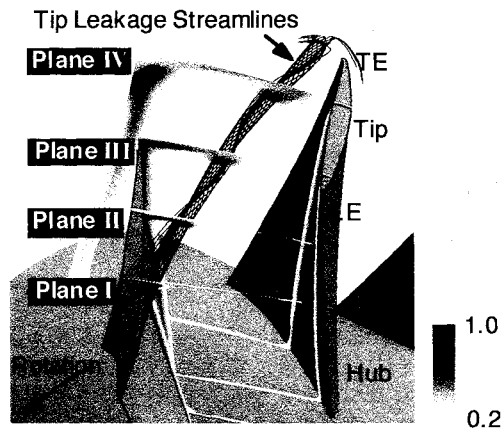


Fig.4 Total pressure loss distributions on crossflow planes perpendicular to tip leakage vortex and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.50$

### 3. 解析結果

本供試軸流羽根車においては、設計流量 ( $\phi=0.5$ ) から最高圧力上昇点 ( $\phi=0.38$ ) までの運転状態では、翼先端漏れ渦の崩壊は発生していない。まず、この漏れ渦崩壊の発生しない条件下での翼先端漏れ渦の振る舞いについて述べる。図 2 にはケーシング側から眺めた設計流量での翼先端流れ場を示す。同図では、澤田の方法により同定された漏れ渦のコアに沿って Normalized Helicity の分布 (黒が +1, 白が -1 に対応) が示され、さらに左側流路には漏れ流れ線が白線で、右側流路にはケーシング面上の圧力分布が黒線で示されている。Normalized Helicity は絶対渦度ベクトルと相対速

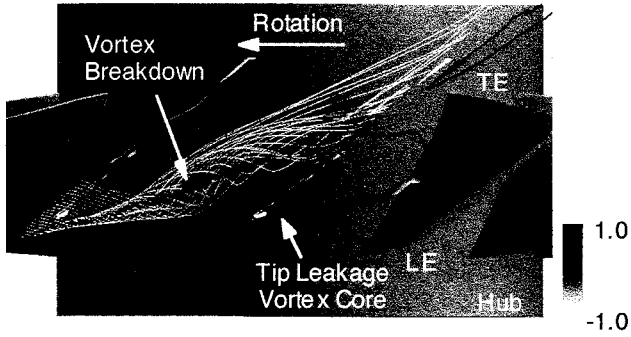


Fig.5 Vortex cores colored with normalized helicity distribution, casing wall pressure distribution and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.37$

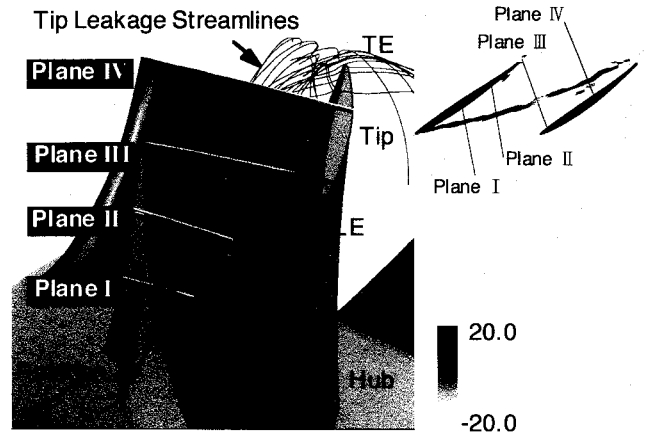


Fig.8 Streamwise absolute vorticity distributions on crossflow planes perpendicular to tip leakage vortex and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.37$

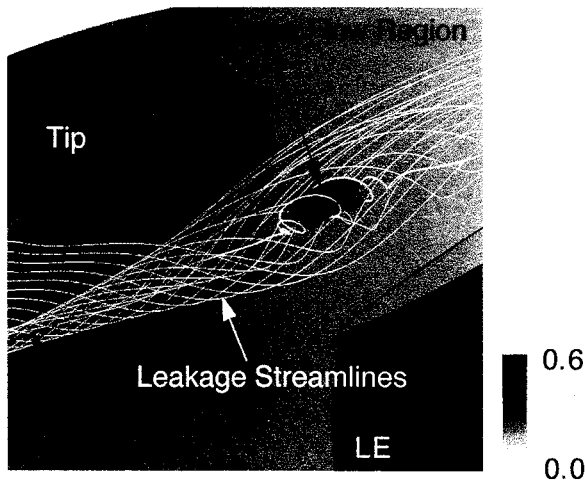


Fig.6 Breakdown of tip leakage vortex for  $\phi=0.37$

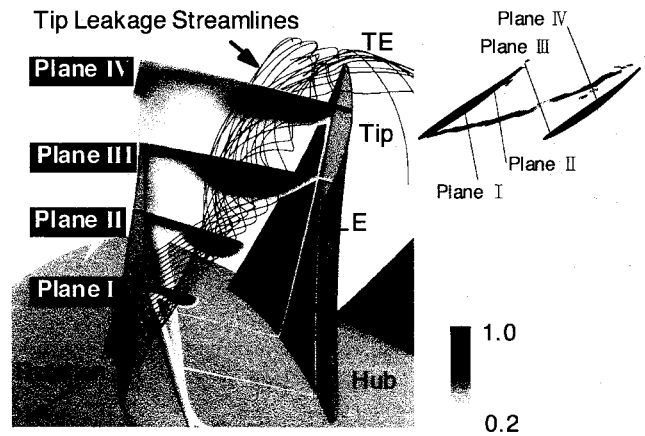


Fig.9 Total pressure loss distributions on crossflow planes perpendicular to tip leakage vortex and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.37$

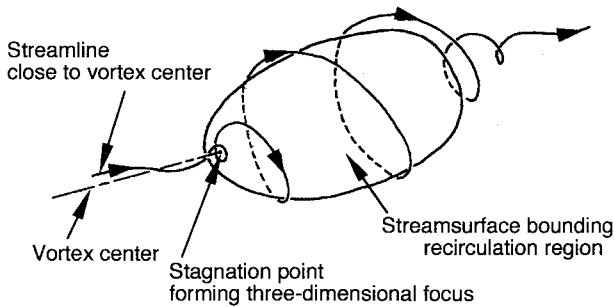


Fig.7 Flow topology of vortex breakdown

度ベクトルの成す角度の余弦値として定義され、その値が1となる領域は流れ方向の縦渦として巻き上がった漏れ渦のコア部に相当する。翼前縁付近の翼負圧面から翼列出口に向かって翼端漏れ渦コアが同定され、漏れ渦コアまわりに漏れ流線が巻き付き螺旋の軌跡を描いている。また、渦コア上の Normalized Helicity の値はほぼ +1 の値を示しており、漏れ渦は強い縦渦構造として巻き上がっていることがわかる。右側流路の圧力分布によると同定された漏れ渦コアに沿って圧力の谷が生じている。特に、動翼列出口まで圧力の谷は存在し、渦コア上の Normalized Helicity の値は、流路後半部においてもほぼ +1 の値を維持している。これにより、巻き上がった漏れ渦の縦渦構造は動翼列出口まで存在していることがわかる。

図3および図4には漏れ渦に対して垂直な横断面上での流れ方向絶対渦度および全圧損失の分布が示されている。図中の黒線は図2に示された漏れ流線と同一のものである。図3には、漏れ渦コアまわりに流れ方向渦度の集中領域が観察される。この漏れ渦コア付近の流れ方向渦度は、流れ方向に徐々に減少している。しかしながら、横断面IVにおいても渦コアに相当する渦度の集中領域が存在していることが確認できる。この漏れ渦コアの周囲に低エネルギー流体の集積領域が認められ、それは下流に徐々に大きくなっている。以上より、漏れ渦崩壊の生じない作動条件においては流れ方向に漏れ渦の性質は極端に変化しないことが確認できる。

一方、本供試羽根車の場合、最高圧力上昇点 ( $\phi=0.38$ ) よりも低流量側の作動域において翼先端漏れ渦の崩壊が発生する。図5は  $\phi=0.37$  における漏れ流れ場を示している。流路前半部では漏れ渦コアに沿って急峻なケーシング面圧力の谷が生じ、そこでの Normalized Helicity はほぼ +1 の値を示している。すなわち、流路前半部で強い漏れ渦の巻き上がりが生じていることは明らかである。しかし、流路中央付近において漏れ渦が崩壊し、渦構造に劇的な変化が現われる。まず、漏れ渦コアに沿った Normalized Helicity の値は +1 から 0 へと急激に変化し、それに併せてケーシング面の圧力の谷は弱まり流路後半部で圧力の谷は消滅している。さらに、左の流路中の黒い領域で示されるように、

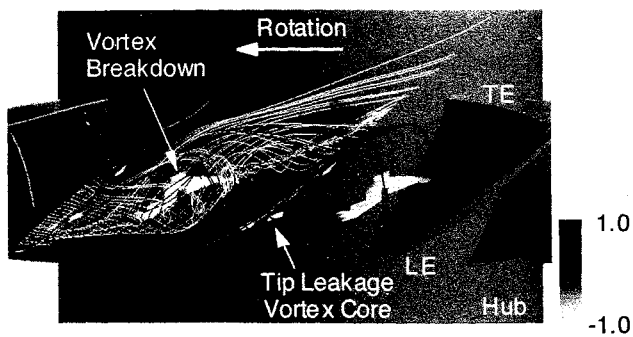


Fig.10 Vortex cores colored with normalized helicity distribution, casing wall pressure distribution and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.36$

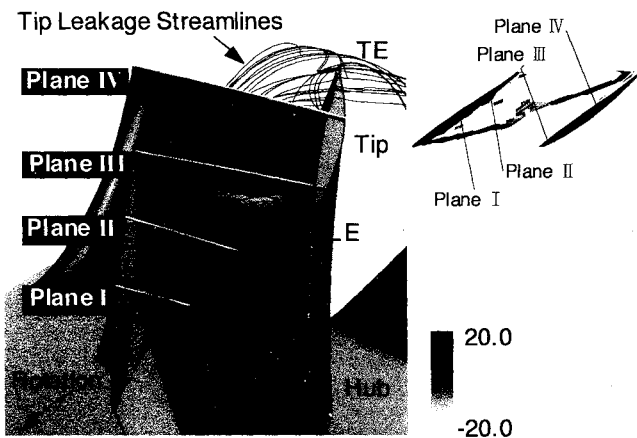
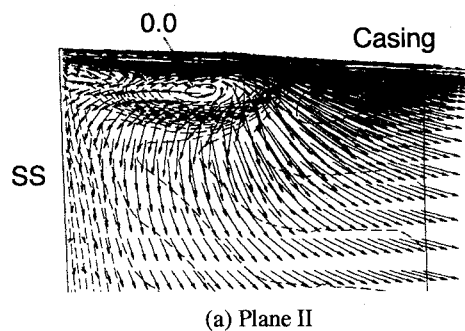


Fig.11 Streamwise absolute vorticity distributions on crossflow planes perpendicular to tip leakage vortex and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.36$

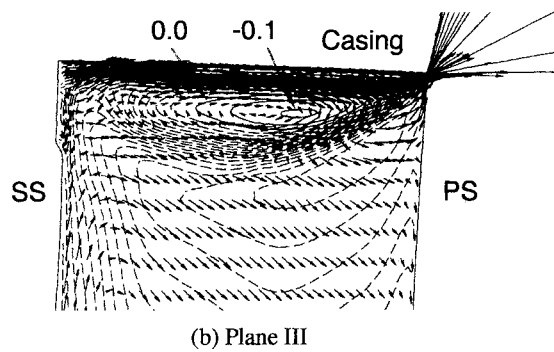
Normalized Helicityが負となる領域では漏れ渦コア内に逆流域が形成されている。

この翼先端漏れ渦内で発生した崩壊領域を図6に示す。漏れ渦の崩壊に伴って現れた逆流域内を循環する流れが黒い流線に表示されており、バブル形の逆流域が形成されているのがわかる。この逆流域の周囲を流れる漏れ流れを白い流線で示す。逆流域がその排除効果により漏れ渦の膨張を引き起こしていることが認められる。同図中には、漏れ渦中心に近接した1本の流線が示されており、その流線に沿って相対速度がグレースケール表示されている。漏れ渦中心の流れは、逆流域に近づくにつれて著しく減速され、逆流域の直ぐ上流においてほとんどよどみ状態となり、そこで急激にねじれて逆流域の外縁に沿って旋回しながら下流へと至る。この崩壊領域まわりの流れ場は図7のようなトポロジーを有する。すなわち、バブル形の逆流域の上流側に三次元渦状点としてのよどみ点を持った旋回流れ場である。

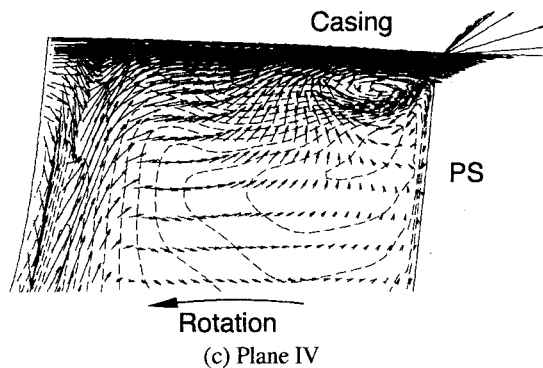
図8および図9は  $\phi=0.37$  における横断面上の流れ方向絶対渦度および全圧損失の分布を示している。黒い流線は図5に示したものと同一の漏れ流線である。図8の横断面Iにおいて漏れ渦の中心付近に絶対渦度の集中した渦コアに相当する領域が観察される。横断面IIでは漏れ渦は膨張しコア領域の絶対渦度は急速に減少している。特に渦崩壊領域に位置する横断面IIIでは、漏れ渦の構造はさらに大きく変化して、渦度の集中したコア領域は消え、負のNormalized Helicityを持つ領域が現れている。渦崩壊領域では渦コア周りの流れ方向渦度の集中が急激に消滅し、その結果崩壊領域の下流では漏れ渦コアに沿ったケーシング面圧力分布の谷が消滅する。すなわち、渦崩壊の発生により、漏れ渦の



(a) Plane II



(b) Plane III



(c) Plane IV

Fig.12 Secondary flow vectors and vortexwise velocity distributions on crossflow planes for  $\phi=0.36$

構造が設計点でのそれと比べて本質的に異なったものとなっている。また、全圧損失分布についても逆流領域内に位置する横断面IIIにおいて、漏れ渦の膨張により、漏れ流れに伴う低エネルギー流体の集積部の顕著な広がりが認められる。

図10はさらに低流量側の作動点  $\phi=0.36$  における翼先端漏れ流れ場を示す。翼前縁近傍では、漏れ渦コア上でNormalized Helicityがほぼ+1の値であり、漏れ渦が強く巻き上がっていることがわかる。その下流の流路中央付近では漏れ渦コア上でNormalized Helicityが負の値を示しており、この部分にバブル形の逆流域を伴う渦崩壊領域が認められる。図中の左側流路にはこの逆流域を通過する流れが黒い流線に表示されている。逆流域の境界は下流側で開いており、そこを黒い流線が流入および流出していることがわかる。逆流域は流れ方向、ピッチ方向およびスパン方向に急速に成長しており、その大きなブロック効果により漏れ渦が著しく膨張している。また、逆流域の下流では、漏れ渦コア上でNormalized Helicityが正の値へ回復している。

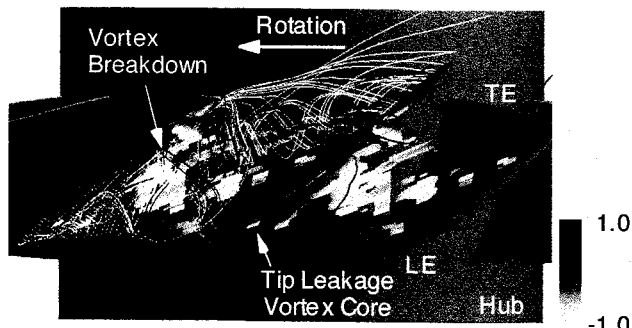


Fig. 13 Vortex cores colored with normalized helicity distribution, casing wall pressure distribution and leakage streamlines for flow rate  $\phi=0.35$

図 1 1 に作動点  $\phi=0.36$  での漏れ渦に垂直な横断面上における流れ方向絶対渦度の分布を示す。同図中の黒い実線は漏れ流線である。漏れ渦の崩壊領域（逆流域）よりも上流側の横断面 I では、流れ方向渦度の集中した漏れ渦コアに相当する領域が明確に認められる。しかしながら、崩壊領域の現れる横断面 II では、漏れ渦は急激に膨張し、渦コアまわりに集中していた流れ方向渦度は消滅する。崩壊領域内の横断面 III では、渦度の強い集中は認められず、負の流れ方向渦度が現れている。崩壊領域の下流に位置する横断面 IV では、漏れ渦内に再び正の流れ方向渦度が現れ、その弱い集中が認められる。この渦度の集中領域の再形成に対応して、図 1 0 の崩壊領域下流には、漏れ渦コア上の Normalized Helicity が再び +1 に近い値をとること、渦コアまわりに流線が巻き上がることで、渦コアに沿ってケーシング面圧力分布の谷が再び形成されることが認められる。しかしながら、この再度巻き上がった漏れ渦における流れ方向渦度は極めて低く、拡散効果のため、その巻き上がりは羽根車下流の二次流れ場に認めることはできない。

図 1 2 は上流側から眺めた横断面上における二次流れベクトルである。同図には、漏れ渦方向速度成分（横断面に垂直な速度成分）の分布が等高線（実線が逆流域に対応）で併せて表示されている。漏れ渦崩壊の発生開始点に位置する横断面 II では、渦崩壊に伴う逆流域の急速な成長が引き起こすブロック効果の著しい増加により漏れ渦を中心にした放射状の強い二次流れが発生している。バブル形崩壊領域の中央に位置する横断面 III では、漏れ渦内に大きな逆流域が現れているが、その逆流域内においても渦の旋回方向は崩壊領域上流の漏れ渦と同じ時計回りである。その結果、図 1 0 で述べたとおり、逆流域内では Normalized Helicity が負の値を示す。また、横断面 III では逆流域の成長が止まって縮小が始まるため、ブロック効果の増加を表す二次流れは認められない。さらに崩壊領域下流の横断面 IV では、前述の漏れ渦の巻き上がりが圧力面近傍で認められるが、逆流域の消滅に伴うブロック効果の減少により漏れ渦周辺で半径外向きの二次流れが発生している。

さらになお流量を  $\phi=0.35$  まで下げると、崩壊領域は翼間を覆うほどに成長し、翼負圧面境界層と干渉し始める。この  $\phi=0.35$  における翼先端漏れ流れ場を図 1 3 に示す。渦コア上の Normalized Helicity は前縁付近で +1 の値を示しているが、そのすぐ下流で負の値へと急変している。またケーシング面圧力分布によると、漏れ渦に沿った圧力の谷は前縁近傍のみに観察されるだけであり、漏れ渦は前縁で巻き上がった直後に崩壊する。さらに、逆流域内を通過する黒い流線によると、逆流域はピッチ方向にも大きく成長し、翼負圧面と干渉している。その結果、負圧面上に開いた形の三次元はく離が発生する（図 1 4）。これは、翼負荷の上昇によって引き起こされた翼前縁からのはく離とは異なっており、漏れ渦の崩壊に起因した翼の失速であると捉えなければならない。

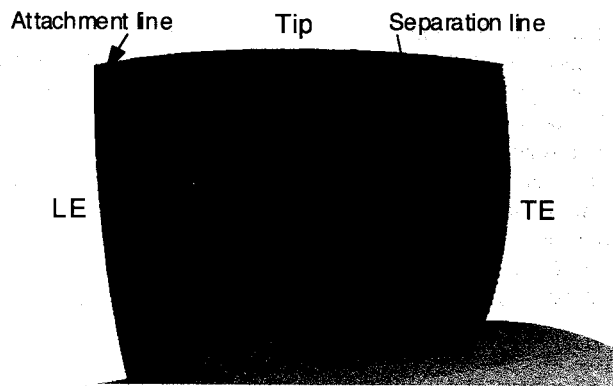


Fig. 14 Limiting streamlines on blade suction surface for  $\phi=0.35$

#### 4. 結 言

本報では、有限体積法を用いた緩和形陰的高解像度風上スキームによるナビエ・ストークス流れシミュレーションおよび Critical point 理論に基づいた渦コア同定法による計算結果の可視化によって、軸流圧縮機動翼列の翼端隙間の圧力面側から負圧面側へ漏れ出る流れ（翼先端漏れ流れ）と主流との間のせん断層が巻き上がって形成される翼先端漏れ渦の挙動を詳細に調べた。その結果、以下のことが明らかにされた。

最高圧力上昇点よりも低流量側の作動域において、翼先端漏れ渦は翼間流路内で崩壊し、漏れ渦内にバブル形の逆流領域が現れる。この崩壊発生は漏れ渦の挙動に劇的な変化をもたらす。すなわち、バブル形の逆流領域を伴う渦コア流れの著しい減速が、漏れ渦の大きな膨張および漏れ流れに起因した高損失領域の大きな広がりを引き起こす。さらに、渦コアまわりに集中していた流れ方向渦度が消滅し、その結果漏れ渦に沿ったケーシング面圧力の谷も消滅する。

崩壊に伴う漏れ渦の膨張は極めて大きなブロック効果を持ち、その効果は崩壊発生点の上流にまで及ぶ。このブロック効果は崩壊領域（バブル形の逆流領域）上流で強い半径内向きの二次流れを誘起する。一方、崩壊領域の後半部では逆流領域が収縮することによりブロック効果が流れ方向に徐々に減少し、その結果崩壊領域下流では半径外向きの二次流れがケーシング側で誘起される。バブル形の逆流領域の直ぐ下流において、漏れ渦は再び弱く巻き上がるが、そのコア部の渦度は小さく、拡散効果により動翼列下流では消滅する。

翼先端漏れ渦の崩壊は失速点近傍における動翼列特性を支配している。流量の減少とともに、崩壊領域は流れ方向、スパン方向およびピッチ方向に急激に成長する結果、翼負圧面境界層がはく離していても、ブロック効果と損失の著しい増大を招く。さらになお流量が減少すると、崩壊領域は翼負圧面境界層と干渉し始め、負圧面上に三次元はく離が引き起こされ、動翼列は翼先端側から失速する。この失速現象は、翼負荷の増大に伴う翼負圧面境界層のはく離、すなわち二次元的な翼の失速とは異なっており、翼先端漏れ渦の崩壊に起因した三次元的な失速現象である。さらに、漏れ渦の崩壊は大きなブロック効果を伴うこと、および翼負荷の増加とともに崩壊領域が成長することから、漏れ渦崩壊は動翼列における旋回失速の初生メカニズムにも関与していることが示唆される。

## 文 献

- [1]Furukawa, M., Saiki, K., Nagayoshi, K., Kuroumaru, M., and Inoue, M., 1998, "Effects of Stream Surface Inclination on Tip Leakage Flow Fields in Compressor Rotors," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 120, No. 4, pp. 683-694.
- [2]Furukawa, M., Inoue, M., Saiki, K., and Yamada, K., 1998, "A Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Compressor Rotor Aerodynamics," ASME Paper No. 98-GT-239.
- [3]Inoue, M., Kuroumaru, M., and Fukuhara, M., 1986, "Behavior of Tip Leakage Flow Behind an Axial Compressor Rotor," ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 108, No. 1, pp. 7-14.
- [4]Inoue, M., and Kuroumaru, M., 1989, "Structure of Tip Clearance Flow in an Isolated Axial Compressor Rotor," ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 111, No. 3, pp. 250-256.
- [5]Furukawa, M., Saiki, K., and Inoue, M., 1995, "Numerical Simulation of Three-Dimensional Viscous Flow in Diagonal Flow Impeller," in : Numerical Simulations in Turbomachinery, ASME FED-Vol. 227, pp. 29-36.
- [6]Baldwin, B. S., and Lomax, H., 1978, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flow," AIAA Paper No.78-257.
- [7]Sawada, K., 1995, "A Convenient Visualization Method for Identifying Vortex Center," Trans. Japan Soc. of Aero. Space Sci., Vol. 38, pp. 102-116.
- [8]Sujudi, D., and Haimes R., 1995, "Identification of Swirling Flow in 3-D Vector Fields," AIAA Paper No. 95-1715