はく離の前兆*

望月 修^{*1}, 石川 仁^{*1}, 三浦哲晋^{*2}
貴家伸尋^{*2}, 木谷 勝^{*1}

Precursor of Separation

Osamu MOCHIZUKI^{*3}, Hitoshi ISHIKAWA, Noriyuki MIURA,
Nobuhiro SASUGA and Masaru KIYA^{*3} Division of Mechanical Science, Hokkaido University,
Kita 13, Nishi 8, Kita-ku, Sapporo-shi, Hokkaido, 060-8628 Japan

Surface pressure fluctuations before the onset of separation were investigated experimentally in order to find a precursor signal of separation. To generate managed separation, an inclined wall of a diffuser was opened with time at a constant angular velocity. Separation occurred when the angle of the inclined wall reached at 13 degrees in our experimental condition. Sinusoidal wave amplified with time before separation was detected by a pressure transducer mounted on the inclined wall. The frequency of the wave was obtained by FFT analysis applied to small intervals in time of the pressure fluctuations. The particular frequency was found to be related to the instability wave due to an inflection point of velocity profile. This type of velocity profile appeared just before separation. Therefore, the sinusoidal wave can be regarded as a precursor of separation.

Key Words: Separation, Fluctuating Pressure, Unsteady Flow, Diffuser, Precursor, Instability

1. はじめに

ターボ機械におけるはく離現象は、機械の異常振動、空力騒音、効率低下を引き起こし、環境悪化の原因となる。本来、はく離しないよう設計しているのであるから、上記のようなことが起こるのは使用環境によって予期せぬはく離が生じるからである。すべての使用条件を想定することは不可能であるから、普通、はく離が起らないように、より安全側に設計するか、ボルテックスジェネレータ⁽¹⁾のようなはく離予防装置をあらかじめ付けておくような方策が採られる。しかし、ボルテックスジェネレータは、はく離が発生していないときやはく離が抑制されているときにも流れ場に作用しているため、有害抵抗となる。また、このようなものを取り付けることによって流体機械の動作点が最適設計点から外れ、効率低下をまねくことがある。

はく離が生じるときだけ制御をするという方法があ

る。これは、あらかじめはく離の発生が想定できるような場合に限られる。たとえば、航空機の着陸時では失速が予想されるので、そのときだけ高揚力装置としてフラップを作動させる⁽²⁾。したがって、通常フラップは流れにさらされていないので抵抗にはならない点で有利であるが、予期できない突発的な流れの変化を受け失速するような場合には役に立たない。

制御装置が流れ場に突出しないようなはく離抑制装置として、噴流を用いたボルテックスジェネレータ^(3,4,5)、間欠噴流を用いた遠隔制御^(6,7,8)などが研究されている。前者は、壁面から吹き出す噴流(ジェット)によって、通常のボルテックスジェネレータの働きをさせるものである。噴流を吹き出さなければ流れ場に影響を与えるものではないので、その点で従来のものより進んだものといえる。しかし、はく離を抑制するために常に吹き続けるような使用では、その特性を活かせない。後者の間欠噴流を用いた遠隔制御では、翼面から離れたところからはく離領域に作用させる点で、翼の改良を必要としないこと、また定常噴流より流れ場へ与える影響が少ない点などで有利であるが、はく離を抑制させるための作動タイミングをはからなければならない。したがって、これ

* 原稿受付 2001年1月15日。

^{*1} 正員、北海道大学大学院工学研究科(〒060-8628 札幌市北区北13条西8)。^{*2} 北海道大学大学院。

E-mail: osamu@eng.hokudai.ac.jp

らをより効率的に使用するためには、はく離検出技術の確立が不可欠である。

はく離を制御するためにははく離流れの特性を知る必要があるという観点から、周期的攪乱に対するはく離せん断層の受容性および抑制効果が研究されてきた⁽⁹⁾⁻⁽¹³⁾。また、流れ場のどのような情報を得てはく離をフィードバック制御するかは非常に重要なことである。このようなことが数値シミュレーションによって確かめられるようになってきている⁽¹⁴⁾。

これらの研究の延長線上ではく離の制御を考えると、はく離が起こってから制御を開始することになる。しかし、これではわずかな時間でもはく離の発生を許し、そのため振動・騒音が発生する。また、航空機では失速の危険性が常に残る。本研究では、はく離そのものを検出するのではなく、その前兆を捕捉し、事前にはく離抑制のための制御を開始することを目指している。これを達成できれば、これまで莫大な制御エネルギーが必要であるために制御をあきらめていたものに対しても、制御適用の可能性が出てくる。

本研究において、片方の壁面が一定角速度で開く片開きディフューザを用いた。これを用いて予測可能なはく離を発生させることによって、はく離が発生する直前の壁面圧力変動および速度変動を調べた。この結果、はく離の直前に前兆信号と見なせるものが発生することを見いだした。

2. 実験装置

供試ディフューザおよび座標系を図1に示す。ディフューザ入口高さ(H)が12.5mm、幅(W)が242mm、長さ(L)が200mmの片開き2次元ディフューザである。ディフューザ入口におけるアスペクト比(W/H)は、19.4である。これを吹き出し口断面が12.5mm×242mmである吹き出し型風洞の噴出口になめらかに接続した。ディフューザを形成している4つの壁面のうち、3つは固定壁面であり、残りの1つは、原点を中心に開き角 θ が 0° から 30° まで一定角速度 ω で、滑らかに可動するものである。以後、可動する壁面を「可動壁面」と呼ぶ。ステップモータの回転をタイミングベルトによって減速ギヤに伝え、回転数を減じて可動壁面を動かす。実験で用いた角速度は $\omega = 1.05 \times 10^{-1} \text{ rad/s}$ ($= 6.0 \text{ deg/s}$)であり、可動壁後縁における無次元周速度 S ($= L\omega/U_0$)は 2.09×10^{-3} であった。ここに、 U_0 は後で定義する主流速度である。したがって、可動壁が $\theta = 0^\circ$ から 30° まで開くには実時間で5秒、無次元時間 t^* ($= tU_0/L$)で250を要する。

壁面圧力変動を測定するために、図1に示されるよう

Fig.1 Experimental setup, coordinates and symbols.

Fig. 2 Velocity distribution measured at the exit of diffuser at $\theta = 0$ degrees. $U_0 = 10 \text{ m/s}$.

に可動壁面にいくつかの圧力孔が設けられている。それに拡散形半導体小型圧力変換器(豊田工機(株)製PD104K)を接続して大気圧を基準とした変動圧力を計測した。データをA/D変換器を介してコンピュータに入力し処理した。可動壁面の移動中における非定常はく離の計測時にはデータサンプリング周波数を10kHz、サンプリング点数を32500点(3.25秒間)として測定を行った。また、可動壁面を止めた状態で定常的是く離の統計量を得るときには、データサンプリング周波数を5kHz、サンプリング点数を15000点(3秒間)として測定を行った。速度計測に関してもこれと同じ条件で計測した。

ディフューザ内の流速はその開き角 θ によって、変化するので、 $\theta = 0^\circ$ (平行壁流路となる)における流速を基準流速 U_0 とした。本実験では、 $U_0 = 10 \text{ m/s}$ とし、以後これを主流速度と呼ぶ。このときの主流における乱れ強さは約0.39%であった。また、ディフューザ入口高さを

代表寸法とするレイノルズ数 $Re (= HU_0/\nu)$ は 8.80×10^3 であった。 $\theta = 0^\circ$ のとき、図2に示すディフューザ出口における速度分布からわかるように、本実験条件における境界層は層流境界層であり、境界層厚さ δ は $\delta = 3.0\text{mm}$ であった。なお、図に示した u' は速度変動の r. m. s. 値を表す。

3. 結果および考察

はじめに、本実験で用いたように、ディフューザの出口が大气に解放されている場合、ディフューザの開き角度 θ に対して、ディフューザ内の壁面圧力がどの様に変化するのを見積もってみよう。ディフューザ入口および出口位置の諸量であることを表すためにサフィックスの1および2をつけて区別する。また、着目する x 位置のものにはサフィックスに x をつけてある。ある位置 x における圧力 p_x と出口圧力 p_2 との差を係数 $C_p = \{(p_x - p_2)/(\rho/2)u_1^2\}$ の形で表わすと、はく離が生じていなければ、それは連続の式とベルヌーイの式から次のように表される。

$$C_p = \left(\frac{A_1}{A_x} \right)^2 \left\{ \left(\frac{A_x}{A_2} \right)^2 - 1 \right\} + \frac{\rho g(h_{\text{out}} + h_2 - h_x)}{\frac{\rho}{2} u_1^2} \quad (1)$$

ただし、

$$A_1 = Hb$$

$$A_x = H \left(1 + \frac{x}{H} \sin \theta \right) b$$

$$A_2 = H \left(1 + \frac{L}{H} \sin \theta \right) b$$

ここに、 b はディフューザのスパン方向の幅、 h_x 、 h_2 はそれぞれ x および出口までの距離流れたときの管摩擦損失ヘッドを表す。また、 h_{out} は出口から吹き出すときの損失ヘッドを表す。もし $\theta = 0^\circ$ 、すなわち平行壁であるとき、 $A_1 = A_x = A_2$ であることから、式(1)の第一項は0となる。したがって、この場合 C_p は入り口におけるヘッド ($h_x = h_1$ を式(1)に代入して得られる) から x 方向に直線的に減少する。

いま、損失をすべて無視すると、 C_p の変化は式(1)の第一項だけで表される。異なる x/H において計測される C_p の変化を θ に対して描いたものを図3に示す。可動壁面が開いていくとき、 $A_x < A_2$ となるから式(1)の第一項は常に負であることがわかる。計測を行う位置 x/H によって、 C_p の θ に対する変化は異なるが、傾向は同じである。たとえば、 $x/H = 4$ における変化を例にとって

Fig.3 Change of pressure coefficient against θ calculated by Eq. (1).

Fig.4 Surface pressure signatures against θ for different x/H . The separation is indicated by the arrows.

みると、 θ の増加とともに C_p は減少し、 $\theta = 4^\circ$ で極小値を示し、その後角度の増加とともに C_p は0に漸近するような変化を示す。この極小値を与える θ は x/H が大きいほど小さい。また、ある θ における x/H についてみると、 x/H が大きくほど、すなわち後端に近い位置の C_p はほぼ大気圧である0に近い。したがって、ディフューザ内の圧力は負であるが、 x 方向の圧力勾配は正であるこ

とがわかる。

可動壁が $\theta = 0^\circ$ から 30° まで開く間に異なる x/H において観測される圧力変動波形を図4に示す。これらの信号波形は同時に計測されたものではない。また、 $\theta = 0^\circ$ 付近で見られる信号波形の細かな変動は信号ノイズである。このノイズが信号波形全体にわたって重畳している。可動壁が開いていく過程において、いずれの x/H においても、上述のようにディフューザ内は負圧であることがわかる。 θ が 0° から増加すると C_p の移動平均値は減少し、負の値を示した後、少なくとも $\theta = 16^\circ$ 以上の角度においてほぼ0を示すようになる。 $\theta = 0^\circ$ において $C_p > 0$ であるのは、先にも述べたように平行平板間におけるヘッドである。

このような平均的な変化は図3からおおよそ予測されるものではあるが、次の点で異なる。すなわち、ある開き角において大きな振幅の変動が現れること、 $\theta = 13^\circ$ 付近で C_p の急激な増加が見られること、などである。ディフューザ入り口の極近傍における $x/H = 2.0$ を除き、それぞれの圧力変動波形には、たとえば $x/H = 4.0, 6.0$ の $\theta = 5^\circ$ から 12° 付近に見られるような変動振幅が大き

くなる期間が現れる。そのような振幅が大きくなり始める角度（時間）は測定位置が後縁であるほど小さい（早まる）。たとえば、変動振幅が C_p の変動値で0.2を越えるような角度をみると、 $x/H = 4.0$ では $\theta = 6^\circ$ ぐらいであったものが、 $x/H = 6.0$ では $\theta = 5^\circ$ 、 $x/H = 10.0$ では $\theta = 2^\circ$ といったように小さな開き角度においてそれが起こる。また、大きな変動振幅が続く期間の長さは、測定位置が後縁に近いほど短いこともわかる。このような変動が現れる原因については、後で示すこれらの波形のスペクトル解析結果に基づいて述べる。

一方、 $\theta = 13^\circ$ 付近における C_p の急激な増加の原因は次のように考えられる。図におけるいずれの x/H においても、 $\theta = 13^\circ$ 付近で C_p が急激に増加した後、ほぼ大気圧を示すことから、その角度において x 方向にわたる全面的なはく離が起こったものと考えられる。これを確かめるために、同じ実験条件において壁面に取り付けたタフトにより表面の流れの可視化を行ったところ、可動壁が本実験の ω で開いていくとき約 13° で全面はく離することがわかった。すなわち、圧力変動波形の急激な増加開始点が全面はく離する角度に相当し、全面はく離が

Fig.5 Evolution of spectrum for pressure signatures for different x/H .

起こるとその領域内における圧力はほぼ大気圧に等しくなる。このことから、本実験では、 $\theta = 13^\circ$ 付近に現れる C_p 値が大気圧である 0 へと急激に増加し始める点を全面はく離の開始点と定めた。各 x/H におけるはく離開始点を図 4 中に示してある。はく離開始点が各 x/H においてほぼ一致しているの、 $\theta = 13^\circ$ において移動壁面全体が一度にはく離状態に至ることがわかる。

この全面的なはく離が生じる前の波形に何かしらののはく離の前兆信号が含まれている可能性がある。これを調べるために、図 4 に示した変動波形を小区間 (0.614° 幅) にわけて FFT 解析した。小区間の角度幅は計測データにおける時系列点数の 1024 点分であり、無次元時間幅に換算すると 5.1 に相当する。結果を図 5 に示す。 $x/H = 10.0$ において、 θ が $2.4^\circ \sim 3.6^\circ$ となると 240Hz 付近にスペクトルピークが立つようになる。図 4 の $x/H = 10.0$ の圧力変動波形を見ると、そのスペクトルピークが現れる範囲において、変動の振幅が増幅されるのが見られる。それに続く波形のスペクトルには、際だつピークが見られないことから、 $3.6^\circ < \theta < 13^\circ$ に見られる変動波形は流れが乱流となっていることを表している。 $x/H = 6.0$ でも先ほどと同様、 θ が $4.9^\circ \sim 6.8^\circ$ に 360Hz 付近にスペクトルピークが現れる。しかし、それに続く $6.8^\circ < \theta < 13^\circ$ における変動波形には特徴的なスペクトルピークは見られず、乱流であることが図 4 の波形からわかる。 $x/H = 4.0$ では、 θ が $4.3^\circ \sim 8.0^\circ$ の範囲において 625Hz 付近にスペクトルピークが現れる。このようなピークを示す変動が現れる期間は他の x/H に比べ長い。この期間における振幅は θ の増加とともに増幅されているように見える。一方、これに続く $8.0^\circ < \theta < 13^\circ$ における変動波形には特徴的なスペクトルピークは見られず、乱流であることがわかる。なお、 x/H にかかわらず低周波数帯にスペクトルピークを示すものはノイズである。

圧力変動が増幅される期間が長く観測される $x/H = 4.0$ において、圧力変動波形の振幅の変化を θ に対してプロットしたものを図 6 に示す。図にプロットされた一点はある注目する θ における前後 100 点、すなわち合計 200 点、の圧力変動データを用いて r. m. s. 値を求めた。このデータ長は実時間 t にして $t = 0.02s$ 、 θ では $\theta = 0.12^\circ$ 分に相当する。図中の直線はデータから最小二乗法で求めたものである。このように、 θ が $4.3^\circ \sim 8.0^\circ$ において見られる圧力変動波形が指数的に増幅されていることから、そのとき現れる速度分布に起因する不安定攪乱の増幅過程をとらえたものであると考えられる。一方、 $\theta > 8.0^\circ$ においても、増幅率は小さいものの変動振幅が直線的に増加しているので、先のものとは異なる不安定周波数の攪乱が増幅されたとも考えられる。しかし、先の

Fig.6 Change of amplitude of pressure fluctuation against θ .
 $x/H = 4.0$.

スペクトル解析からも明らかなように、その開き角より大きい場合には特徴的なスペクトルピークが見られないことから、乱流における乱れ強さの増加と見るべきであろう。

スペクトルピークを示す圧力変動波形がどのような不安定性に起因して発生するかを調べるために、不安定波動が最も長い期間にわたって観測された $x/H = 4.0$ において速度分布を調べた。実際には、 θ が増加中における速度分布計測が困難であるため次のようにして速度分布を計測した。本実験における可動壁の移動時における角速度は小さいので流れは準定常とみなせるため、可動壁が移動中に $\theta = 8.0^\circ$ になったときに速度分布を計測するのではなく、 θ を 8.0° に固定して $x/H = 4.0$ において速度計測を行った。

速度分布計測の結果を図 7 に示す。なお、図の速度分布において、 $y/\delta = 1$ 付近における最大速度が主流速度 U_0 より大きいのは、この θ におけるこの x/H では、図 4 の圧力変化からもわかるように主流が加速されているためである。また、壁面近くで見られる若干の増速は逆流の検出および壁面の熱線出力への影響などが原因と考えられるが、I 型熱線プローブを用いたために現時点では逆流の有無は確認できていない。この速度分布で重要なことは、 $y/\delta = 0.5$ 付近に変曲点が存在することである。すなわち、変曲点をもつ速度分布における不安定周波数が観測されることを示唆するものである。

この速度分布において、いくつかの y/δ の点で得られた速度変動波形のスペクトル解析結果を図 8 に示す。 $y/\delta = 0.595$ のものに、530Hz 付近にスペクトルピークが見られる。この位置では速度分布に変曲点が見られることから、変曲点不安定の結果現れた周期的変動であると考え

Fig. 7 Velocity profile measured at $x/H=4.0$ when θ was fixed at 8 degrees.

えられる。これについては後で検証する。この周波数は、可動壁の移動中に同じ位置において観測された圧力波形に現れた不安定周波数である 625Hz と近い値とみなせる。したがって、圧力変動にみられた 625Hz は速度分布の変曲点不安定による速度変動が原因と考えられる。

図 8 で見られた不安定周波数を、 $\tanh$ 曲線で近似⁽¹⁵⁾した変曲点をもつ速度分布の不安定周波数と比較してみる。境界層の運動量厚さを δ_2 、壁面からの境界層内における変曲点までの高さを d 、境界層厚さ δ における流速 U_∞ 、不安定周波数を f として、 d/δ_2 と $f\delta_2/U_\infty$ の関係を求めた結果を図 9 に示す。これから、壁面から速度分布変曲点までの高さがわかれば、そのときの不安定周波数を見積もることができる。 $\theta = 8^\circ$ に固定されたディフューザの $x/H = 4.0$ における速度分布 (図 7) から d を求め、図 9 から不安定周波数を読みとった。本実験において $\theta = 8^\circ$ における境界層厚さ δ は 5.25mm であり、排除厚さ δ_1 は 2.42mm、運動量厚さ δ_2 は 0.613mm、 $d = 3.13$ mm ($y/\delta = 0.595$)、 $d/\delta_2 = 5.11$ であった。また、境界層厚さ δ における流速 U_∞ は 11.4m/s であった。これらの値を用いると、図 9 より不安定周波数は 318Hz となる。Michalke の数値解析結果⁽¹⁵⁾が圧力勾配のない定常な流れ場のものであること、本実験における速度分布が $\tanh$ 曲線ではないことなどを考慮すると、この求められた値は測定された図 8 に示した不安定周波数の 530Hz と近い値である。すなわち、本実験で得られた特定の周波数は、速度分布の変曲点に起因する不安定周波数と結論づけられる。速度分布が変曲点をもつものに变化するのは、こ

Fig. 8 Spectrum of velocity fluctuation for different y/δ measured at $x/H=4.0$ when θ was fixed at 8 degrees.

Fig. 9 Unstable frequency based on inflection instability of velocity profile. Experimental data was obtained at $x/H=4.0$ when θ was fixed at 8 degrees. Calculation is based on Michalke⁽¹⁵⁾ for $\tanh$ profile. Plotted point shows our experimental result.

れに続くはく離が原因であるから、この不安定周波数の変動をはく離の前兆信号とみなせる。

可動壁後端における $x/H=14.0$ において、 θ の変化に伴って速度分布がどのように変化するかを図 10 に示す。速度分布形状の変化をわかりやすくするために、 y を δ で、 u を局所の最大速度 $U_{\max}$ で無次元にして表している。しかし、実際には図に示した θ の範囲では、 $\theta = 1^\circ$ のときに $\delta = 0.35H$ であったものが、 $\theta = 9^\circ$ では $2.8H$ と急激に増加する。また、これとは逆に、最大速度は $\theta = 1^\circ$ のときに U_0 であったものが、 $\theta = 9^\circ$ では $0.6U_0$ に減少す

Fig.10 Change of velocity profile measured at $x/H=14.0$ against different fixed θ .

る。開きはじめの $\theta=1^\circ$ では速度分布は層流型であるが、 2° のものでは若干壁面近くが加速されている。 $\theta=4^\circ, 9^\circ$ になると、速度分布は乱流型となることがわかる。このことは、図4の圧力変化にも、たとえば $\theta=4^\circ$ のとき $x/H=4.0$ では変動が見られないのに対し、 $x/H=10.0$ ではその角度ではすでに乱流波形が観測されることに対応している。

以上から、可動壁の開き角度の増加に伴ない、流れ場は図11に示すように変化するものと考えられる。すなわち、 θ が増加すると、可動壁後端においてある擾乱が増幅され、さらに θ が増加すると乱流化する。乱流波形は全面はく離が生じるまで観測される。 θ の増加に伴い、これと同様のことがより上流側で起こるようになる。擾乱が増幅される期間は上流側の位置では長く観測される。ただし、本実験の場合、 $x/H=2.0$ ではこのような変遷を経ることはなく、全面はく離が生じる。

4. おわりに

はく離が発生する前にその前兆をとらえることができるかという観点から、はく離を人工的に発生させ、その直前における壁面圧力変動信号波形を調べた。片開きディフューザにおける一つの壁面をある一定の角速度で開いて行くことで既知のはく離を発生させた。開き角が0度である場合（平行平板間の流れ）では、境界層内の流れは層流であった。開き角の増加に伴い、ある位置に

Fig. 11 Schematic figure of flow change with increases in θ .

おける速度分布は変曲点をもつはく離型速度分布へ変化する。変曲点不安定に基づいて擾乱が局所的に線形増幅され、境界層流れを乱流へと遷移させる。開き角の増加により、その不安定擾乱が生じる位置が上流側へ移動する。さらに開き角が増加し、ある臨界角度まで至ると、全面的にはく離が生じる。ある適切な位置を選定し、そこで開き角の増加に伴う壁面圧力変動の変化を監視することによって、変曲点不安定による選択的な擾乱の増幅が観測される。これがはく離の前兆となる。この前兆信号がはく離前のある位置における速度分布が変曲点をもつ分布へと変化的な変化することによって生じるものであることを本研究によって明らかにした。

本研究の一部は文部省科学研究費（基盤研究(A)(2)）No. 11305016 の交付を受けて行われた。

文 献

- 1) Lin, J. C., Control of turbulent boundary-layer separation using micro-vortex generator, AIAA paper 99-3404, 1999.
- 2) Nishri, B., Wygnanski, I., Effects of periodic excitation on turbulent flow separation from a flap, AIAA, 36(4), 547- 556, 1998.
- 3) 志沢・西村・本阿弥, 二次元乱流境界層に吹出した

- 壁面噴流の受動的制御, 機論(B), 63(605), 88-93, 1997.
- 4) 西・柴田・岡本・中村, 渦誘起ジェットによる円すいディフューザ内はく離流の制御, 機論(B), 63(605), 82-87, 1997.
- 5) 長谷川・松内・田中, ジェット吹出しの縦渦発生装置による能動的剥離防止フィードバックシステムの開発, ターボ機械, 26(12), 42-49, 1998.
- 6) 鈴木・木谷・望月・神通, 主流中における間欠噴流の特性(はく離制御デバイスの基礎研究), 機論(B), 63(605), 106-111, 1997.
- 7) 鈴木・望月・木谷, 渦輪の打込みによるはく離の遠隔制御, 機論(B), 65(632), 1332-1338, 1999.
- 8) Kiya, M., Mochizuki, O., Suzuki, N., Separation control by vortex projectiles, AIAA paper, No. 99-3400, 1-12, 1999.
- 9) 大泉・小尾・益田, 周期的吸い込み吹き出しによる乱流はく離の制御, 機論(B), 59(557), 123-128, 1993.
- 10) Hsiao, F., Shyu, R., Chang, R.C., High angle-of-attack airfoil performance improvement by internal acoustic excitation, AIAA 32(3), 655-656, 1994.
- 11) Chun, K.B., Sung, H. J., Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing, Exp. Fluids, 21, 417-426, 1996.
- 12) Kiya, M., Shimizu, M. and Mochizuki, O., Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble, J. Fluid Mech., vol. 342, 119-139, 1997.
- 13) 望月・木谷・志摩・斉藤, 非定常かく乱に対するディフューザ内はく離流れの応答, 機論(B), 63(605), 123-128, 1997.
- 14) Yang, J., Ghia, K. N., Ghia, U., Osswald, G. A., Management of dynamic stall phenomenon through active control of unsteady separation, AIAA paper 93-3284, 1993.
- 15) A. Michalke, On the instability of wall-boundary layers close to separation, IUTAM Symposium Novosibirsk/USSR, 557-564, 1990.