

No. 22

横流れ不安定場の制御

小 濱 泰 昭*, 江 上 泰 広*

Control of the Crossflow Instability Field

Yasuaki KOHAMA, Yasuhiro EGAMI

Institute of Fluid Science, Tohoku University

Full turbulent transition process is created on a yawed flat plate with displacement body system in a wind tunnel.

First, detailed transition process is measured by using hot wire anemometry and smoke visualization technique. From the obtained results, it can be said that turbulent transition in crossflow dominant boundary layer transition is driven by the secondary instability.

Second, control of turbulent transition is tried by applying selective suction system considering flow structure in the transition region.

Keywords : turbulent transition, three-dimensional boundary layer, aircraft drag reduction, crossflow instability, secondary instability, selective suction

1. はしがき

現在の旅客機主翼の後退翼は造波抵抗を減少させる上で必要であるが、他方、横流れ不安定性を誘発し粘性抵抗を増加させる役割も果たしている。航空機の抵抗軽減のためには、このような後退翼上の流れを層流制御する必要がある。しかしこの三次元境界層を層流化する技術は非常に難しく、未だ有効なものは考案されていない。有効な制御を実現するためには、翼表面で起こる横流れ不安定による三次元境界層の乱流遷移のメカニズムを十分に理解しなければならず、そのため多くの研究者がこの問題に数値解析^(1,2,3)、実験^(4,5,6)の両面から精力的に取り組んで来ている。しかしながら現在までのところ、横流れ不安定性を主因とする三次元境界層の乱流遷移メカニズムの全体像を解明するまでには至っていない。その理由の一つは、後退翼表面の三次元ねじれ境界層内の乱流遷移、機構が非常に複雑なためである。また一連の不安定性が高速で薄い境界層中に発生することも機構解明を困難にする一因になっている。

この点を改善するため、Saric, Yeat⁽⁷⁾は上部に圧力印加物体を設置した後退平板モデルを考案した。この実験モデルを用いると、測定面が平板であるため壁面の曲率は考慮しなくて済み、後退翼モデルでは薄かった境界

層も厚くできる。また同じ流れ条件を保ったまま流速を小さくすることができるなど測定する上で様々な利点を有している。

本研究の目的は、この実験モデルをさらに改良し、層流から乱流に至る全ての遷移過程をモデル上で再現することによって、遷移過程の最終段階を熱線流速計と可視化法を併用して詳細に調べることである。

また、上記の実験によって得られた遷移機構の情報をもとに、遷移構造を考慮した選択的吸い込みを行い、横流れ不安定場の有効制御を試みた。

これにより一様吸い込みの場合と比較し、より少ないエネルギーで効果的に遷移を遅らせることが可能になる。

2. 実験結果および考察

測定には東北大学流体科学研究所の低乱熱伝達風洞を用い、測定部を開放型の状態にして使用した。コンピューター制御されたトラバース装置に熱線流速計を取り付けて測定を行っている。またナフタレン昇華法、ステージスモーク法、スモークワイヤ法により流れ場の可視化を行った。

実験装置の概要を図1, 2に示す。圧力分布は $dC_p/d(x/C) = -0.81$ とほぼ一様な負の勾配が与えられている。このような流れ場では、後退平板上には横流れ不安定のみが生じ、T-S波形不安定に対しては安定である。

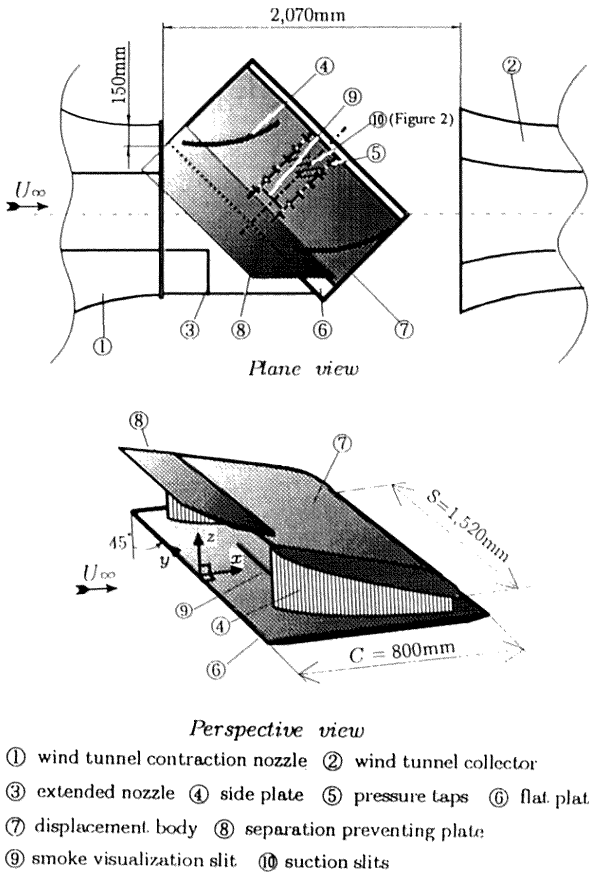


Figure 1. Experimental set-ups and coordinate system

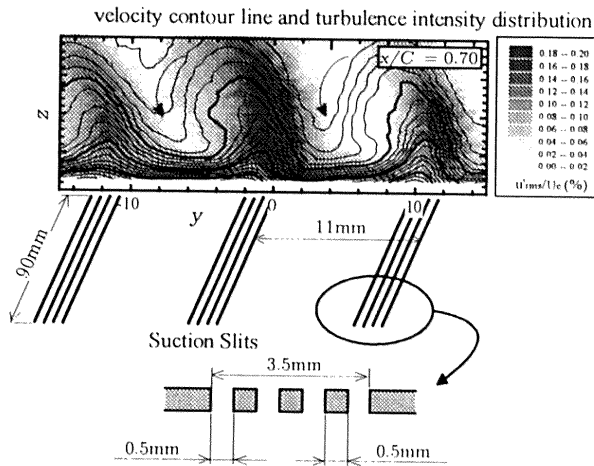


Figure 2. Detail of the suction slits

2. 1 流れ場の可視化

図3は様々な方法で行った境界層遷移領域の可視化写真である。図3(a)はナフタレン昇華法、図3(b)はスモークワイヤー法(ワイヤー位置 $x/C=0.3, z/\delta=0.5$)、図3(c)はスパン方向のスリット ($x/C=0.35$, 長さ200mm, 幅0.4mm) から注入した煙による可視化写真である。

煙法で可視化すると流れの空間的な構造がわかる。遷

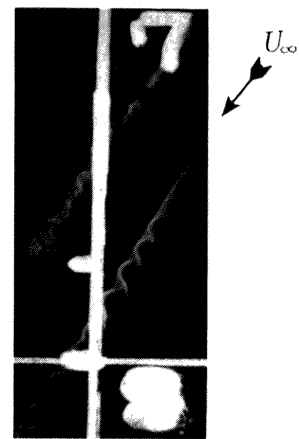
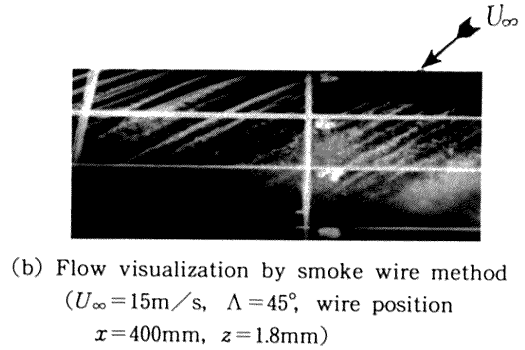
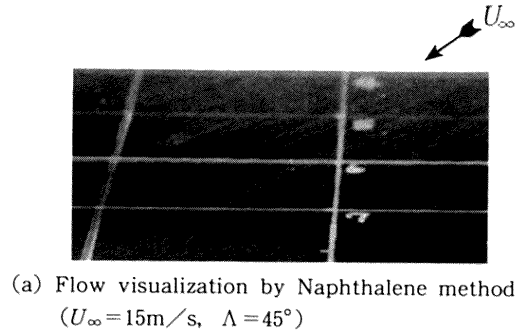


Figure 3. Flow visualizations
(a) Flow visualization by Naphthalene method ($U_{\infty}=15\text{m/s}, \Lambda=45^{\circ}$)
(b) Flow visualization by smoke wire method ($U_{\infty}=15\text{m/s}, \Lambda=45^{\circ}$, wire position $x=400\text{mm}, z=1.8\text{mm}$)
(c) Flow visualization by Stage-smoke method ($U_{\infty}=15\text{m/s}, \Lambda=45^{\circ}$, nozzle position $x=280\text{mm}, y=\pm 100\text{mm}$)

Figure 3. Flow visualizations

移領域の最終段階を撮影した図3(b), (c)には各々の横流れ渦上に組織的な構造がみられる。これらは高周波二次不安定性 f_2 と呼ばれる不安定性であり、後退翼上では小濱ら⁽⁸⁾ が最初に検出した。

熱線流速計の結果と比較すると、ナフタレン法の白く残った部分と、煙法の白い煙の筋の部分がいずれも低速領域(渦の存在する場所)に相当することがわかる。これらの可視化写真から得られたスパン方向波長 ($x/C=0.3$) はおよそ10.2mmであり、熱線流速計による速度測定結果と一致した。

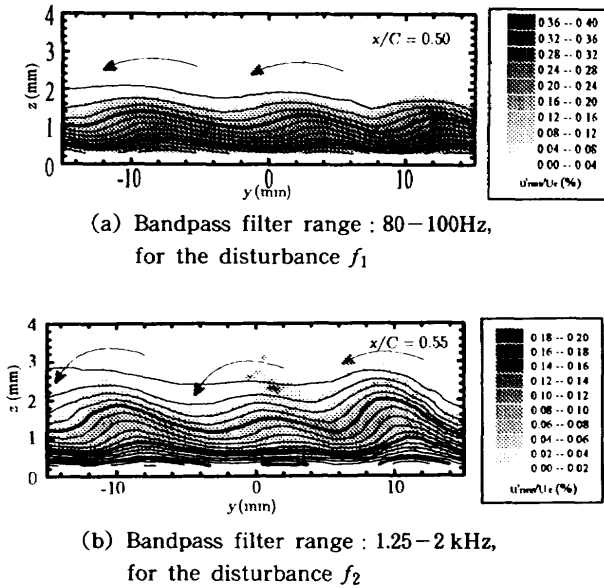


Figure 4. Cross section mesh measurements of velocity and turbulence intensity (velocity contour line step : 5 % of U_e)

2. 2 進行波擾乱の成長

図4(a), (b)は横流れ渦上, 渦間における熱線流速計から得た時間速度波形の周波数分析結果を示したものである。これより境界層が発達するに伴い低周波の非定常擾乱 f_1 が現れはじめ, 横流れ渦の発達とともに成長することがわかる。この一連の過程は, 横流れ不安定性が支配的な他の流れ場における遷移過程^(8,9)と極めて類似している。さらに, 図3(b)の可視化写真からもわかるように, 遷移過程後期では高周波二次不安定 f_2 が横流れ渦に重なって現れ始める。周波数解析結果より分かるように f_2 の周波数は f_1 より一桁程度大きい。この段階では横流れ渦はすでにほぼ成長しきっており, f_2 の働きによって崩れ始めている。それにも関わらず, 図3(a)のナフタレンの縞は壁面にまだ残っており, あたかも安定した横流れ渦が存在し続けているかのように見える。このような壁面における可視化結果から, 従来“乱流くさび” (turbulent wedge) という表現が導入され, 例えばこの場合ナフタレンが早期に消える位置が乱流の開始点と見られてきた傾向がある。しかし本実験結果からは, 乱れの発生 (二次不安定性の発生点) はナフタレンの筋上に対応しており, ナフタレンの消えている部分はこの段階ではまだ乱れは小さいまま保持されていることがわかる。このような傾向は, 図3(a)と図3(b)の比較からも明らかであり, ナフタレンが残る渦上の方がより早く遷移が進み, 乱れ強さも強いことがわかる。すなわち, 従来の“乱流くさび”という表現は必ずしも適切ではなかったことが本研究結果から明らかにされたことになる。つまり壁面での可視化法からの情報では,

f_2 (乱れの発生点) は見つけることができないということである。乱れの発生は壁面近傍からではなく, 境界層の中層で生じるからである。

2. 3 進行波擾乱の成長と乱流遷移

上記の結果より, 横流れ不安定が支配的な三次元境界層中では, 横流れ不安定性のうち, 定常成分 (横流れ渦), 非定常成分 (低周波擾乱 f_1), そして高周波二次不安定 (f_2) の少なくとも3つの不安定性が生じており, それぞれ異なる動きをしていることがわかる。

乱流遷移過程において, それぞれがどのように振る舞っているかをより詳しく理解するためには, 境界層内の空間的構造を知ることが重要である。

そのような目的で, 熱線流速計による境界層内の特定断面についてメッシュ計測を行った。図5(a), (b)にその結果を示す。図5(a)は f_1 , 図5(b)は f_2 に対する結果である。矢印は平均的に見て高速な流れの方向を傾向的に示している。それぞれの擾乱の発生位置を特定するために, 図5(a)では80–100Hz, 図5(b)では1.25–2.5kHzのバンドパスフィルターをかけている。図5(a)

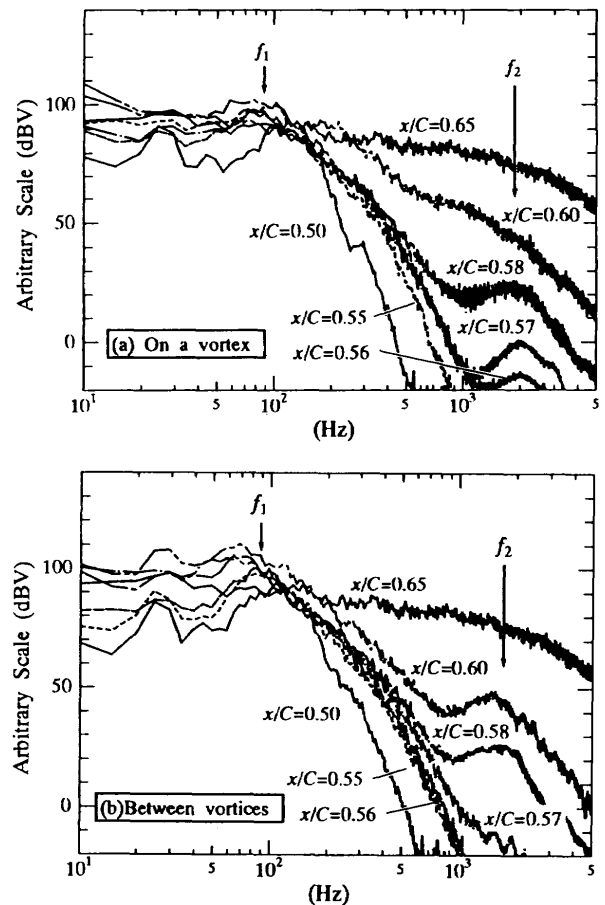
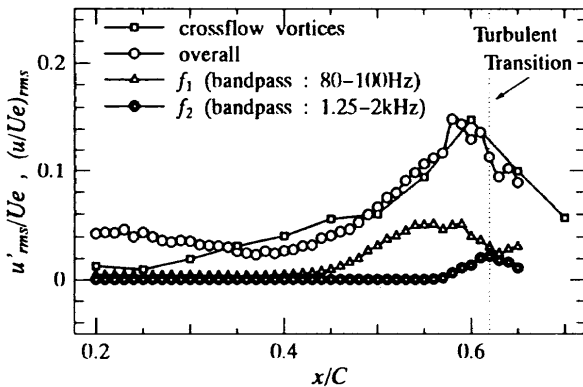


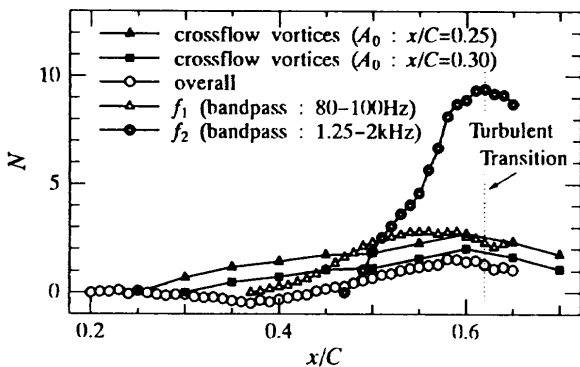
Figure 5. FFT analysis results of velocity fluctuations at different chord positions ($U_\infty = 15\text{m/s}$, $z = 0.8\text{mm}$)

の低周波攪乱 f_1 はそれぞれの横流れ渦の中心から下方にかけて、壁に非常に近いところで最大の増幅を示している。これに対し二次不安定 f_2 はそれぞれの横流れ渦の巻き上がり部分、境界層の中層の位置で最大の増幅を示している。また f_1 の周波数は U_∞ にほぼ比例するのにに対し、 f_2 の周波数は $U_\infty^{2/3}$ に比例することがわかった。

乱流遷移に対して直接的に寄与している攪乱を特定する目的で、乱れ強さのコード方向変化を測定した。その結果を図 6 (a), (b) に示す。FFT 解析の結果から、乱流遷移を引き起こす可能性のある不安定として、横流れ渦、低周波攪乱 f_1 、高周波二次不安定 f_2 の 3 つの攪乱が考えられる。よってこの 3 つの攪乱について詳細に調べた。図 6 (a) より横流れ渦の振幅の増加が最も大きいことがわかる。しかし図 6 (b) から別の見方ができる。図 6 (b) はそれぞれの不安定波の初期値を基準とした増幅率 N -factor を示したものである。安定理論との比較を行う場合にも N -factor を用いる場合が多い。この結果より、乱流遷移過程の最終段階で増幅率が最大である不安定は f_2 である事がわかる。他の不安定の成長は最終段階以前に飽和状態になっている。よって f_2 が流れ場を完全な乱流状態へと導いていると考えることができる。



(a) Chordwise turbulence intensity profile



(b) N -factor

Figure 6. Growth rate of disturbances in streamwise direction ($U_\infty = 15\text{m/s}$)

また図 3 (c) の可視化写真からも、二次不安定性が成長すると横流れ渦の組織的構造は急速に乱れ、乱流へと遷移してゆく事がわかる。この際、流れ場は二次不安定性が生じてから、多くとも 10 周期以内には完全乱流へと遷移している。

これまで横流れ不安定性が支配的な境界層での乱流遷移プロセスに関して多くの異なった議論がなされてきている^(10,11)。数値解析的アプローチ⁽¹⁾では、しばしば f_1 の重要性が指摘されてきている。最終的結論を下すまでにはさらに多くの情報が必要であろう。しかし最近の研究^(12,13) は本研究と同様の結論に達している。

2. 4 横流れ渦の制御

これまで乱流遷移を遅らせ、粘性抵抗を減少させるために様々な層流制御が試みられてきた。境界層の一樣吸い込みによる制御もその中の一つである。しかし流れ場を一樣に吸い込むためには膨大なエネルギーが必要であり、また三次元境界層の場合、必ずしも良好な結果が得られるという報告はなされていない。そこで我々は、流れ場の遷移機構を考慮にいれた選択的吸い込みを行うことにより、より少ない吸い込み量(エネルギー)で効果的な制御を行うことを試みた。当初、渦の構造を考慮に入れて選択的吸い込みを行うと、その吸い込み作用により渦はスパン方向に位置を変えてしまい、結局有効に制御することができないのではないか、との危惧がなされていた。しかしこれまでの実験から実験条件が同じであれば渦は極めて安定して常に一定の場所に発生するという事実が判明している。

本研究結果より、流れ場を乱流遷移へと導くのは高周波二次不安定 f_2 であることが推測される。横流れ渦によって壁面近傍の低速流塊が持ち上げられ、高速流にさらされることにより境界層中層、渦の巻き上がり部分に高せん断層が周期的に形成される。この高せん断層で f_2 が形成されると流れ場は一気に乱流へと遷移してしまう。このような事実から、低速流塊が持ち上げられる動きを阻むことにより、 f_2 の発生を遅らせることが出来るものと考えられる。これらのことを考慮して、この渦の巻き上がり部分の根元に選択的にスリットを設け、この部分のみを選択して吸い込むことを試みた。図 2 に示したようにスリットは $x/C = 0.70$ の位置に幅 0.5mm、長さ 80mm のものを、一つ渦につきスリット間隔 0.5mm で流れ方向に 4 本設けた。このときの主流速度は $U_\infty = 12\text{m/s}$ 、渦間隔はスパン方向に 11mm である。

図 7 は、 $x/C = 0.8$ 、 $y = -26\text{mm}$ 、 $z = 0.6\text{mm}$ において熱線流速計によって測定された速度の周波数解析結果である。吸い込み無しの場合ではほぼ完全な乱流の周波数分布を示している。それに対し吸い込み速度を増して

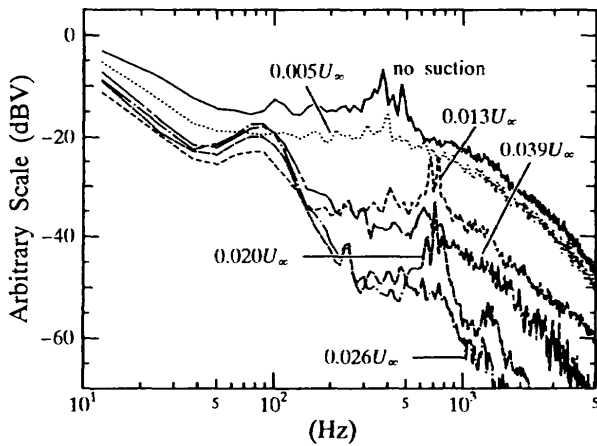


Figure 7. FFT analysis results of velocity fluctuations by distributed suction ($U_\infty=12\text{m/s}$, $x/c=0.80$, $z=1.2\text{mm}$)

行くとき1 kHz前後の高周波数帯のピークが低くなって行くのがわかる。そして吸い込み速度 $0.026 U_\infty$ では高周波二次不安定 f_2 の発生をほぼ抑えられていることがわかる。しかし吸い込み速度を $0.039 U_\infty$ まで増すと、 f_2 の発生は増加に転じてしまう。

図8は吸い込みの後方、 $x/C=0.80$ において $y-z$ 平面でメッシュ計測したものである。

図8(a)は吸い込み無しの場合で、横流れ渦が大きく成長し、 f_2 も発生している。図8(c)は吸い込み速度 $0.026 U_\infty$ の場合であり、横流れ渦の巻き上がりも抑えられ、 f_2 も実効値で吸い込み無しの場合に比べ1.6%迄減少し、ほぼ完全に発生が抑えられていることがわかる。

図9は $x/C=0.80$ において測定された z 方向速度分布であり、その変曲点をもっともきつくなっている箇所($y=-18\text{mm}$)での境界層速度分布を表したものである。吸い込み速度が増していくにつれ、低速流塊の巻き上がりが抑えられ、変曲点高さが低くなっていることがわかる。最も吸い込み効果が有った吸い込み速度 $0.026 U_\infty$ では、変曲点形速度分布がかなり緩和されていることがわかる。

図10は $x/C=0.80$, $z=1.5\text{mm}$ におけるスパン方向速度分布を示したものである。吸い込み速度 $0.026 U_\infty$ の場合は、スパン方向の速度勾配が緩やかになっており、この測定結果からも変曲点形不安定性 f_2 が発生しにくくなっていることがわかる。吸い込み速度 $0.039 U_\infty$ の場合は、吸い込みにより高速域、低速域の位置がスパン方向にシフトし、他の場合と異なった場所に形成されている。図9の場合も合わせて考えると、吸い込みすぎると高速流が壁面近くまで流入し、周辺の低速流との間で新たに強い速度差(変曲点形速度分布)を作ってしまうために、再び境界層は不安定な方向に移行してしまうためであると考えられる。Myose & Blackwelder⁽¹⁴⁾も、

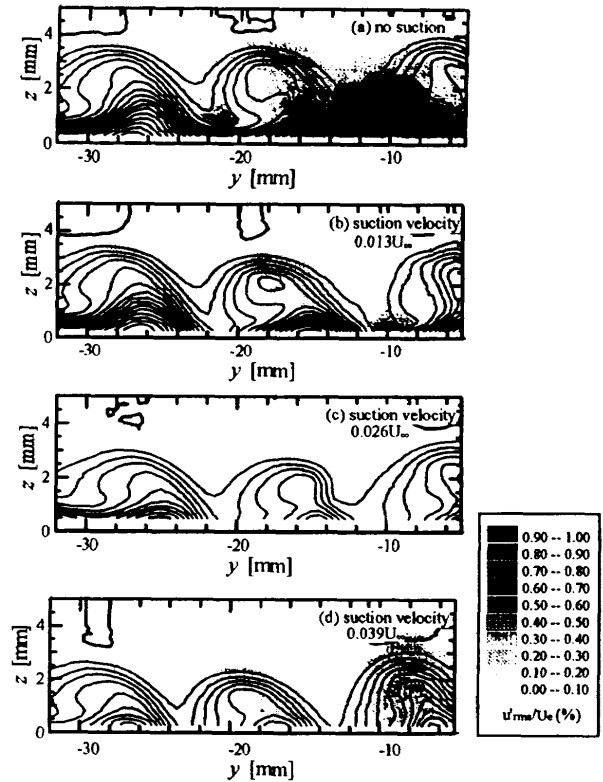


Figure 8. Cross section mesh measurement of velocity and turbulence intensity for distributed suction (velocity contour line step: 5% of U_e) (Bandpass filter range: 1.25–2 kHz, for disturbance f_2)

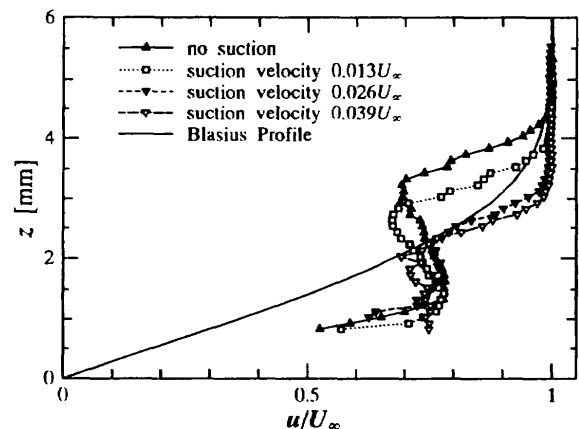


Figure 9. Time-averaged velocity profiles in normal direction ($U_\infty=12\text{m/s}$, $x/c=0.80$, $z=26\text{mm}$)

凹面壁上のゲルトラ渦において選択的吸い込みを行い、過度の吸い込みは新たな不安定を生み出すことについて述べている。この様に選択的吸い込みには適正な吸い込み位置と吸い込み速度が存在し、最大の効果を得るためには、流れ場に応じた吸い込みを行う必要があることが判明した。今後この適正な吸い込み速度を算出する上で

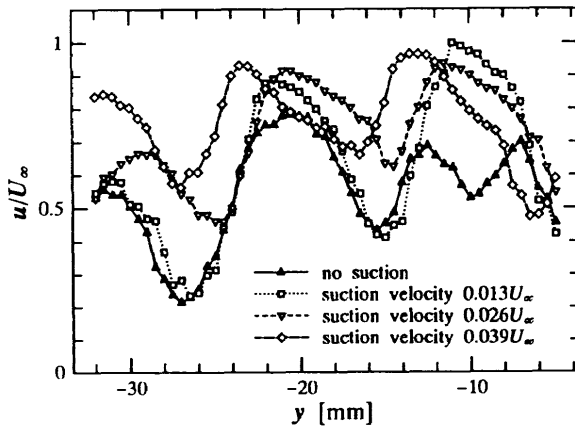


Figure 10. Time-averaged velocity profiles
in spanwise direction
($U_\infty = 12 \text{ m/s}$, $x/c = 0.80$, $z = 0.8 \text{ mm}$)

必要なパラメータを検出していかなければならない。

また今回は、選択的吸い込みの有効性を探るため、あえて二次不安定性が発生している場所で吸い込みを行っている。

これは吸い込みによる制御を行う上で、必ずしも適した位置ではないと思われる。

より少ない吸い込みで、より高効率な制御を行うためには、どの段階で吸い込みを行えば良いのかを探っていく必要がある。

以上の結果より選択的吸い込みによって、一様吸い込みの場合⁽¹⁵⁾の数分の一から数十分の一の吸い込み量で効果的な制御が行える可能性が見い出された。

3. まとめ

以上、横流れ不安定性が支配的な三次元境界層の乱流遷移過程を明らかにするために、後退平板プラス圧力印加物体の実験モデルを設計し、生じた三次元境界層の遷移構造を熱線流速計と可視化法を併用して詳細に測定した。その結果乱流遷移の直接の原因を作っているのは高周波二次不安定 f_2 であることが判明した。

また得られた遷移過程の情報をもとに選択的吸い込みによる横流れ不安定場の制御を行い、より少ないエネルギーで高周波二次不安定 f_2 の発生を抑えることができた。

今後はさらに選択的吸い込みを行う際の適正な吸い込み条件を求めていく予定である。

参考文献

1. Dallmann, U., Bieler, H., *AIAA Pap. No. 87-1337*.
2. Meyer, F., Kleiser, L., Dallmann, *Proc. AGARD Sympo. on Fluid Dynamics of Three-Dimensional Turbulent Shear Flows and Transition*, Turkey, (1988), 17-1-17-17.
3. Balakumar, P., Malik, M. R., *Theoret. Comput Fluid Dynamics* 3 (1991), 125-140.
4. Kohama, Y., *Turbulent Management and Relaminarization*, Springer-Verlag, (1987), 19-23.
5. Radezlsky Jr, R. H., Reibert, M. S., Saric, W. S., Takagi, S., *AIAA Pap. No. 93-0070*.
6. Takagi, S., Itoh, N., *Fluid Dynamics Research*, 14, (1994), 167-189.
7. Saric, W. S. and Yeates, L. G., *Laminar-Turbulent Transition*, Springer-Verlag, (1985), 429-437.
8. Kohama, Y., Saric, W. S., Hoos, J. A., *Proc. Roy. Aero. Soc. Conf. on: Boundary-Layer Transition and Control*, Cambridge Univ., (1991), 8-12.
9. Kohama, Y., Kodasima, Y., Watanabe, H., *Laminar-Turbulent Transition* Springer-Verlag, (1994), 455-462.
10. Fisher, T. M., Hein, S., Dallmann, U., *AIAA Pap. No. 93-0080*.
11. Nitschke-Kowsky, P., Bippes, H., *Phys. Fluids*, 31, (1988), 786-795.
12. Malik, M. R., Li, F., *AIAA Pap. No. 93-0077*.
13. Kohama, Y., *Acta Mech.*, 66 (1987), 21-38.
14. Myose, R. Y., Blackwelder, R. F., *AIAA J.* 33 (1993), 1076-1080.
15. 小濱・太田・石田・高木：第26回飛行機シンポジウム講演集，(1988)，436-439.

謝 辞

本研究を遂行するに際し、多大なる御協力を頂いた流体科学研究所技官 太田福雄氏、および同付属工場技官 渡辺努氏、浅野和夫氏に感謝の意を表します。

No. 23

翼まわりの流れの外乱に対する応答

浅井 雅人*, 妹尾 貴文*

Response of the Flow around the Airfoil to External Forcing

Masahito ASAI and Takafumi SENO
Tokyo Metropolitan Institute of Technology

In the present study, the response of the flow around the airfoil to acoustic forcing is examined experimentally for NACA0012 airfoil at moderate and high angles of attack, at a chord-Reynolds number $R_c = 2.3 \times 10^4$. At the moderate angle of attack $\alpha = 10^\circ$, the flow is highly receptive to acoustic forcings over a wide range of frequencies, and the excited vortices can govern the downstream wake. At the stall angle $\alpha = 16^\circ$, on the other hand, the nearly periodic vortical structures appear in the wake without the forcing, suggesting the appearance of the nature of absolute instability not unlike that of bluff-body wakes. In this case, the acoustic forcing can not control the wake structure except at and around the natural shedding frequency.

Key Words : airfoil wake, flow instability, flow control, acoustic forcing

1. まえがき

境界層は壁から剥離すると極めて不安定になり、自由流中の乱れや音などの外乱の影響を強く受ける。その結果、例えば外乱として音波を放射すると、剥離点まわりで生まれる渦度攪乱が変曲点不安定性により急成長し^{1,2)}、流れの発達に強い影響を与える。実際、大迎角の翼の剥離流に対して強い連行作用をもつ渦構造を剥離点周りに音響励起し失速抑制が試みられている^{3~8)}。

本研究で注目しているのは翼周りの流れ、特に後流構造が渦の音響励起によりどのように制御されるかである。剥離剪断層は外乱に対して極めて敏感であり、剥離制御実験の報告から明らかなように広い周波数範囲で強い渦を容易に励起できることが知られている。一方、後流中には、物体背後の逆流速度分布の有する絶対不安定性^{9,10)}が絡んだ規則的な渦列の発生の可能性が推測される。従って、翼周りの流れに外乱を与えた場合迎角に応じて流れ構造がどのような応答を示すかは非常に興味深い。本研究ではこの点に注目して、翼まわりの流れの音響外乱に対する応答を調べている。

2. 実験装置および方法

実験は、300mm×200mmの長方形噴き口を持つ開放式風洞で行われた。図1に測定部の概略を示す。測定部は上下に開放であるが、左右にはアクリル製側壁があって主流の二次元製を保っている。翼はNACA0012翼型で、翼弦長(c)とスパン長はそれぞれ80mmおよび195mmである。音波は、翼の下方のスピーカー(20cmウーハー)から放射される。

実験は、主流速度 $U_\infty = 4\text{m/s}$ で行われた。翼弦長に基づくレイノルズ数 R_c は 2.3×10^4 である。風洞の乱れ強度は約0.15%、主流速度の非一様性は0.5%以下である。翼に沿う方向の平均速度 U と変動 u は定温度型熱線風速計で行われた。I型熱線プローブの受感部は直径

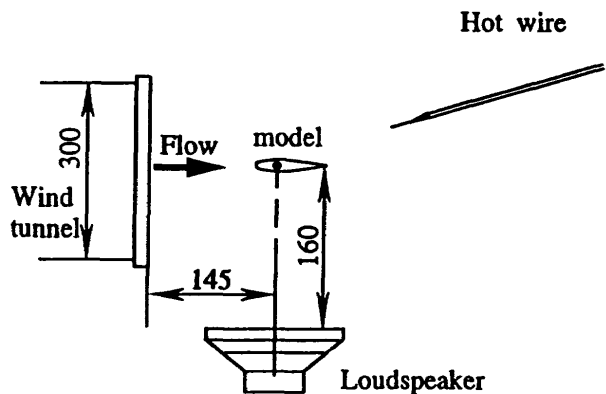


図1 測定部の概要(単位mm)

* 東京都立科学技術大学