微小粗さ列を使用した三次元境界層横流れ遷移の制御*

島 垣 満^{*1}, Shibani BOSE^{*1}, 小 濱 泰 昭^{*2}
渡 部 英 夫^{*2}, 菊 地 聡^{*2}Control of the Crossflow Transition in Three-Dimensional
Boundary Layer by the Small Sized Roughness AlleysMitsuru SHIMAGAKI^{*3}, Shibani BOSE, Yasuaki KOHAMA,
Hideo WATANABE and Satoshi KIKUCHI^{*3} Institute of Fluid Science, Tohoku University,
2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai-shi, Miyagi, 980-8577 Japan

Controlling mechanism of the crossflow dominated transition process in the three-dimensional boundary layer using a small sized roughness is investigated. The stationary crossflow vortices are excited by placing the first roughness elements for the wavelength of $\lambda_n = 12.5$ mm in the spanwise direction, which is equal to the most amplified wavelength under the natural condition, on a swept flat-plate model. The second roughness elements are located three different points between the stationary crossflow vortices. We found that the characteristic asymmetric structure of the stationary crossflow vortices becomes symmetric so that the high-shear regions in the vortices are diminished when we located the second roughness at $-1/3$ of λ_n with respect to the first roughness. As a result, generation of the high frequency secondary instability is overdue and the delay of turbulent transition has been attained.

Key Words: Three-Dimensional Boundary Layer, Roughness Element, Flow Control, Stationary Cross Flow Vortices, Shear Flow, Secondary Instability, Transition

1. 結 言

後退翼面上などに形成される三次元境界層では、横流れ速度分布中に生じる変曲点を原因として横流れ不安定が発生する。この横流れ不安定のうち位相速度が0のモードは、翼面上に存在する微小な粗さにも極めて敏感であり、定在横流れ渦が容易に発生することが知られている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。通常の旅客機の主翼には大小様々な突起(粗さ要素)が存在しているため、この定在横流れ渦を伴った乱流遷移過程の解明と制御は実用上大変重要である。

Kohama ら⁽⁴⁾および Kawakami ら⁽⁵⁾は、定在横流れ渦が低速流塊を持ち上げるために、低速領域と高速領域がスパン方向に交互に並び、高せん断領域が生じることを実験的に示した。彼らは更に、高せん断によって発生する高周波二次不安定が主要因となって乱流遷移が達成されることを明らかにした。

このように、三次元境界層の遷移過程が明らかにされるにつれて、乱流遷移を制御する試みも行なわれてきた。三次元境界層の制御方法は、数 μm オーダーの

微小粗さ要素を用いた静的制御と、吸い込みを用いた動的制御の二つに分類される。静的制御としては、定在モードのうち最も不安定なスパン方向波長より狭い間隔で粗さ要素を設置することにより、定在横流れ渦の成長を抑え、乱流遷移を遅らせた実験的⁽⁶⁾⁽⁷⁾および理論的⁽⁸⁾研究がある。

一方、動的制御としては、後退翼上の特定の流れ方向位置でスパン方向に一樣な吸い込みを行ない、乱流遷移を遅らせた Abegg ら⁽⁹⁾の実験がある。近年、江上ら⁽¹⁰⁾は、定在横流れ渦の成長に伴い、スパン方向に高速・低速領域が交互に並ぶ点に注目し、低速領域を選択的に吸い込むことにより高周波二次不安定の発生および乱流遷移を遅らせることに成功した。彼らは、一樣吸い込み制御⁽⁹⁾との比較を行ない、選択的吸い込み制御は少ない吸い込み流量、すなわち低いエネルギーでそれと同等の遷移抑制効果が得られると述べている。

本研究では、微小粗さの後流に低速領域が生じることに着目し、江上らが吸い込みによって低速領域を高速化したのに対し、逆に定在横流れ渦に伴う高速領域を粗さ要素によって低速化することにより高せん断を緩和し、高周波二次不安定の発生および乱流遷移を遅らせることを目的とした。

* 原稿受付 2001年9月20日。

^{*1} 東北大学流体科学研究所(〒980-8577 仙台市青葉区片平2-1-1)。^{*2} 正員, 東北大学流体科学研究所。

E-mail: kohama@ifs.tohoku.ac.jp

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental set-up and coordinate system.

Fig. 2 Pressure distribution of the swept flat plate in the chordwise direction at $z = 0$. P_{static} is static pressure on the swept flat plate. P_{ref} is static pressure at free stream.

2. 実験装置および実験方法

2.1 後退平板モデル 主流と圧力勾配の方向が異なる三次元境界層を形成するため、本実験では、江上ら⁽¹⁰⁾が用いたものと同様な後退平板モデルを用いた。その概略を図1に示す。後退平板上に負の線形的な圧力勾配を与えるために、圧力印加物体 (NACA0015 翼, 迎角 13°) を設置した。平板と圧力印加物体の前縁の後退角 Λ は 45° である。平板前縁に垂直な方向 (x 方向) の静圧分布を図2に示す。この図から、負の線形的な分布が得られていることが分かる。また、この分布はスパン方向に一樣であることを確認している。

座標系は、平板前縁に垂直な方向を x 、壁面に鉛直方向を y 、スパン方向を z とする。原点は、圧力印加物体前縁部を平板上に投影した位置とする (図1)。

実験は東北大学流体科学研究所の低乱熱伝達風洞を開放型にして行った。原点における主流速度を $U_\infty = 12.5 \text{ m/s}$ とした。このときのレイノルズ数は、圧

Fig. 3 Geometry of the 1st and the 2nd roughness.

力印加物体を平板上に投影した長さ $C = 585 \text{ mm}$ を代表長さとして $Re_C = 4.9 \times 10^5$ である。また、主流の乱れ強さ Tu は、 $U_\infty = 12.5 \text{ m/s}$ の時に約 0.05% である。

2.2 微小粗さ要素 本実験の制御方法では、横流れ渦と微小粗さ要素とのスパン方向の位置関係が重要な鍵となっている。粗さ要素の形状およびその配置を図3に示す。上流に設置した「一次粗さ要素」は定在横流れ渦をスパン方向に等間隔で一様に成長させるためのものであり、下流の「二次粗さ要素」は制御用である。各粗さ要素は、長さ 18 mm 、幅 2 mm の長方形プラスチック板で、自然状態 (粗さを設置しない状態) で発生する定在横流れ渦の波長 $\lambda_n = 12.5 \text{ mm}$ の間隔でスパン方向に配列する。その高さは一次粗さ要素が 0.5 mm 、二次粗さ要素が 0.65 mm で、それぞれ $x/C = 0.17$ および $x/C = 0.25$ の位置に設置した。なお、各粗さ要素の高さは、その設置位置における局所境界層厚さの 19% となっている。本研究では、一次粗さ要素のみを設置した場合と、一次粗さ要素に加えて二次粗さ要素を設置した場合の遷移過程を比較する。二次粗さ要素のスパン方向の設置位置は、一次粗さ要素から x 方向に対し 45° 傾いた直線が、 $x/C = 0.25$ を横切る位置 (図3) を基準として決定した。

二次粗さ要素を基準位置に対し、 z 方向に $-1/3\lambda_n$ 、 $+1/2\lambda_n$ および $+1/3\lambda_n$ ずらした三つの場合について制御を行った。本論文では、それぞれ case B, case C, case D と呼び、また、一次粗さ要素のみを設置した場合を case A と呼ぶ。

Fig. 4 Contours of streamwise mean velocity $\bar{U}/U_e$ in the $y-z$ plane with only first roughness at (a) $x/C=0.3$, (b) 0.4 , (c) 0.5 , (d) 0.6 , (e) 0.7 and (f) 0.8 . Contour interval is 0.08 . The spanwise spacing of the 1st roughness array is 12.5 mm at $x/C=0.17$.

3. 結果および考察

3.1 case A 本節では、一次粗さ要素のみを設置した場合の基本的な流れ場について述べる。

3.1.1 流れ場の空間発展 図4は、主流方向速度 u の平均値 $\bar{U}$ を各コード位置での主流速度 U_e で無次元化した値を用いて示した $y-z$ 断面における等速度線図である。図4(a)に楕円で示すように、定在横流れ渦に伴って低速領域と高速領域がスパン方向に交互に並んでいる。また、定在横流れ渦の高さが下流に向かって増加すると共に、図中に矢印で示したように低速領域の左側に等高線が密集した高せん断層が発生している(図4b, c)。その後、流れ場は乱流に遷移するため、定在渦構造は明確でなくなっていく(図4e, f)。また、定在渦の成長・崩壊の過程を通じてスパン方向波長は、一次粗さ要素の間隔 $\lambda_n=12.5$ mm に保たれている。

図5に主流方向速度 u のパワースペクトルの流れ方向変化を示す。各コード位置での測定点は、 u の rms 値が最大となる点(図4中×印)である。

$x/C=0.4$ において高周波二次不安定モードの発生を示す約 1500 Hz のピークがスペクトル分布中に現わ

Fig. 5 Power spectra of u^2 taken at various streamwise (x/C) station. Measuring points at each x/C correspond to the place where the u_{rms} becomes maximum.

Fig. 6 Contours of streamwise mean velocity, $\bar{U}/U_e$, in the $y-z$ plane at $x/C=0.25$ and the vertical profiles of the streamwise mean velocity. The shaded rectangular indicate the locations where the second roughness are placed.

れ、 $x/C=0.5$ においてこの周波数のエネルギーレベルは著しく増加するとともに、その高調波も発生する。 $x/C=0.7$ では、連続スペクトルとなり、ほぼ乱流遷移が完了する。

過去の研究⁽⁴⁾⁽⁵⁾においてこの高周波二次不安定は、図4(b), (c) 中の矢印で示される高せん断層において発生することが明らかにされている。

3.1.2 二次粗さ要素設置前の流れ場 次に、次節で設置する二次粗さ要素と定在横流れ渦の位置関係

について述べる。

図6の上部に、一次粗さ要素のみを設置した場合の、 $x/C=0.25$ （二次粗さ要素を設置する位置）における主流方向速度 $\bar{U}/U_e$ の $y-z$ 断面等速度線図と case B, C, D における二次粗さ要素の位置とを併せて示す。case B の二次粗さ要素は定在横流れ渦の間にある高速領域に設置されている。

図6の下部には case B, C, D の粗さ要素設置位置における平均流速 $\bar{U}/U_e$ の鉛直方向分布を示す。これより case C, D の粗さ要素位置における速度分布には、変曲点が生じていることが分かる。

3.2 二次粗さ要素による遷移の制御 本節では、一次粗さ要素に加えて二次粗さ要素を設置した際の定在横流れ渦の遷移過程について上流から順を追って示す。

3.2.1 制御用粗さによる流れ場の初期変化 $x/C=0.3$ における $\bar{U}/U_e$ の $y-z$ 断面の等速度線図を図7(a)に示す。二次粗さ要素を設置した全ての case において一次粗さ要素のみを設置した case A と比較して、矢印で示される低速領域が右方向 (z の正方向) ヘシフトしており、微小粗さ要素により高速領域を低速化するという本実験の第一の目的が達成されていることが分かる。その程度は case B の場合が最も大きく、case C, D の順に小さくなっている。

同コード位置における平均流速 $\bar{U}$ の鉛直方向勾配 $d\bar{U}/dy$ を $4.5 < d\bar{U}/dy < 9.0$ の範囲において図7(b)に、またスパン方向勾配 $|d\bar{U}/dz|$ を $1.0 < |d\bar{U}/dz| < 3.0$ の範囲において図7(c)に示す。

図7(b)の case A を見ると、 $d\bar{U}/dy$ が低速領域の左側に集中して、いわゆる高せん断層⁽⁵⁾を形成している。case B では、せん断層の構造が case A と比べ著しく変化し、せん断が弱まると共に低速領域に対して対称的な分布となっている。また、case A の高せん断層が境界層の外縁近くまで達しているのに対し、case B では下層側にしか分布していない。

case C, D では、case A と同様、低速領域の左側のみ集中した非対称なせん断層となっているが、その分布域は case A より上方に達し、特に case D ではせん断が強まっている。一方、図7(c)を見ると、case A では低速領域の左側にのみ $|d\bar{U}/dz|$ の集中領域が存在するのにに対し、他のいずれの case においても $|d\bar{U}/dz|$ は低速領域の両側に集中している。case B では、case A と比べても $|d\bar{U}/dz|$ の大きさが小さくなっているのに対して、case C, D では、スパン方向速度勾配が明らかに強められている。

図8に、 $x/C=0.3$ における主流方向速度 u のパワー

Fig. 7 Contours of (a) streamwise mean velocity, $\bar{U}/U_e$, (b) mean velocity gradient in the vertical direction, $d\bar{U}/dy(1/s)$, and (c) mean velocity gradient in the spanwise direction, $|d\bar{U}/dz|(1/s)$, in the $y-z$ plane at $x/C=0.3$. The dotted contours in (b) and (c) indicate $\bar{U}/U_e$. Contour interval of $\bar{U}/U_e$ is 0.08. Contour levels of $d\bar{U}/dy(1/s)$ and $|d\bar{U}/dz|(1/s)$ are 4.5 to 9.0 at intervals of 0.8 and 1.0 to 3.0 at intervals of 0.4, respectively.

スペクトルを示す。測定点は、図7に×印で示した rms 値が最大となる点である。図7に示されるように、二次粗さ要素を設置したことで、渦構造そのものは著しく変化した、この段階ではまだ、各 case によって速度変動場に大きな違いが見られないことが分かる。

3.2.2 高周波二次不安定の発生に与える影響 $x/C=0.4$ における $\bar{U}/U_e$ の $y-z$ 断面の等速度線図を図9(a)に示す。また、平均流速 $\bar{U}$ の鉛直方向の勾配 $d\bar{U}/dy$ を $5.5 < d\bar{U}/dy < 10.0$ の範囲において図9(b)に、 $\bar{U}$ のスパン方向の勾配 $|d\bar{U}/dz|$ を $1.0 < |d\bar{U}/dz| < 3.0$

Fig. 8 Comparison of the power spectra of u^2 at $x/C=0.3$.

の範囲において図 9(c) に示す。

等速度線図を $x/C=0.3$ の場合 (図 7(a)) と比較すると、各 case における定在横流れ渦の構造が明確になっており、いずれのケースも渦構造は下流に成長している。

図 9(b) の $d\bar{U}/dy$ の分布を見ると、いずれの case においても低速領域の左側にのみ高せん断層が集中した特徴的な分布になっている。ここで注目すべき点は、 $x/C=0.3$ において一旦せん断が緩和されて対称的な分布構造を有していた case B も、このコード位置では定在横流れ渦本来の左右非対称な構造に戻っている点である。このことから本実験で用いた二次粗さ要素は、粗さ要素下流近傍の局所的な領域においてのみ渦構造を変化させる程度のものであると考えられる。

図 9(c) の $d\bar{U}/dz$ の分布を見ても、各 case の分布構造は似ており、せん断の強い領域が低速領域の両側に存在している。また、case C, D の特に下層部において $|d\bar{U}/dz|$ の強さが増している。

図 10 に、各 case の主流方向の速度変動 u のパワースペクトルを比較した。測定点は、主流方向速度の rms 値が最大となる図 9(a) に×印で示した位置である。case A では、1500Hz 付近に弱いピークが観察されるが、case B ではこれに対応するピークが見られず、高周波二次不安定はまだ発生していないことが分かる。一方、case C, D では、1500Hz 付近のエネルギーレベルが case A と比較して著しく高くなっており、高周波二次不安定モードの成長が促進されている。

各制御手法によるここまでの流れ場の比較から、case B のようにせん断層を緩和することが、結果的に高周波二次不安定の発生しにくい流れ場を形成したことがわかる。

Fig. 9 Contours of (a) streamwise mean velocity, $\bar{U}/U_e$, (b) mean velocity gradient in vertical direction, $d\bar{U}/dy(1/s)$ and (c) mean velocity gradient in spanwise direction, $d\bar{U}/dz(1/s)$, in the $y-z$ plane at $x/C=0.4$. Contour interval of $\bar{U}/U_e$ is 0.08. Contour levels of $d\bar{U}/dy(1/s)$ and $|d\bar{U}/dz|(1/s)$ are 4.5 to 9.0 at intervals of 0.8 and 1.0 to 3.0 at intervals of 0.4, respectively.

3.2.3 高周波二次不安定の発達と乱雑化
 $x/C=0.5$ における主流方向平均速度 $\bar{U}/U_e$ の $y-z$ 断面における等速度図を図 11 に示す。また、高周波二次不安定モードの成長の度合いとその発生位置を明確にするために、帯域 1470~1540Hz のバンドパスフィルタを通過させた速度変動から求めた乱れ強さ u_{rms}/U_e の分布も重ねて示す。この図から、case B における高周波二次不安定に起因する乱れが case A のそれと比較して弱く、case C, D の乱れが case A と比較して強くなっていることが分かる。また、高周波二次不安定に起因する乱れの分布域は、 $d\bar{U}/dy$ の

Fig. 10 Comparison of the power spectra of u^2 at $x/C=0.4$.

Fig. 12 Comparison of the power spectra of u^2 at $x/C=0.5$.

Fig. 11 Contours of streamwise mean velocity $\bar{U}/U_e$ and turbulence intensity u_{rms}/U_e at $x/C=0.5$. Contour interval is 0.08. Turbulence intensity is obtained through the band pass filter in the range of 1470Hz to 1540Hz.

集中領域に対応する低速領域の左側にのみ片寄っている。このことは、 $|d\bar{U}/dz|$ の増加よりも、 $d\bar{U}/dy$ の増加することの方が高周波二次不安定の発生に寄与することを示唆する。

図 12 に、図 11 の各 case において、 u_{rms} 値が最大

となる位置（図 11 中×印）における主流方向速度 u のパワースペクトルを示す。ここでは、case A, B でも高周波二次不安定の発生が観察できる。また、case C では、それらよりもエネルギーレベルが高い。これに対して、case D では、高周波二次不安定に対応する顕著なピークは見られず、その周辺のエネルギーレベルも増加して連続スペクトルに近づきつつある。本図より、遷移の進行が最も早いのが case D の場合で、case C, A, B の順で遅くなっていることがわかる。また、いずれの case においてもその乱雑化に至る過程は、(1) 高周波二次不安定の発生とその増幅、(2) 高調波成分の発生と高周波二次不安定成分周囲のエネルギーレベルの増加によって生じており、初期の速度場の変形による高周波二次不安定発生位置の違いが、各 case における遷移過程の進行に影響を与えるものの、遷移の機構そのものには違いのないことが分かる。

3.2.4 乱流遷移への影響 $x/C=0.7$ における主流方向速度 $\bar{U}/U_e$ の $y-z$ 断面の等速度図を図 13 に、 u_{rms} が最大となる位置（図 13 中×印）における主流方向速度 u のパワースペクトルを図 14 に示す。

図 13 の等速度分布図を見ると、いずれの case においても定在横流れ渦の構造が上流 ($x/C=0.3\sim0.5$) に比べて明確でなくなっている。これは、図 14 のスペクトラム分布からも分かる通り、ほぼ完全な乱流状態となったために平均速度場が平滑化されたことによる。case B では、乱流遷移が遅れているためにスペクトラム分布にはまだ特定のピークが残っており、定在横流れ渦の構造が他の case に比較してより下流まで維持されている。なお、ここには示さないが case B の

Fig. 13 Contours of streamwise mean velocity $\bar{U}/U_e$ in the $y-z$ plane at $x/C=0.7$. Contour interval is 0.08.

場合も、 $x/C=0.8$ では、 $x/C=0.7$ における他の case 同様、ほぼ連続スペクトラムとなり、case A に対してコード長の 10% 程度遷移を遅らせることに成功した。

Fig. 14 Comparison of the power spectra of u^2 at $x/C=0.7$.

3.3 微小粗さによる制御機構 以上の結果から本研究の制御手法の特徴は、次のようにまとめられる。

3.3.1 二次粗さ要素設置位置の重要性 二次粗さ要素を高速領域に設置した case B では、渦構造に伴う高速領域が低速化するため、 $d\bar{U}/dy$ の集中領域すなわち高せん断層が緩和され、高周波二次不安定の発生および乱流遷移が遅れる。二次粗さ要素を case B よりも低速領域側に設置した case C および case D では、低速領域を拡大して高せん断層の発達を促すため

に、高周波二次不安定の発生が早まり早期の乱流遷移を導く。

図 6 に示したように case B, C, D における二次粗さ要素列の位置は、それぞれスパン方向に約 4.2mm しかずれておらず、そのわずかな位相の違いがその後の乱流遷移過程に大きく影響している。従って、適切な制御を行うためには、元の定在横流れ渦に対して設置する制御用粗さ要素の位相を精度良く合わせる必要がある。

case C, D の粗さ設置位置は低速領域であり、変曲点を有する速度分布となっているのに対し、case B の二次粗さ設置位置は高速領域であり、変曲点を持たない速度分布となっている。この違いが粗さ設置位置を選ぶ際の重要な目安となる。

また本手法は、静的制御手法であるため、定在渦のように時間的に定常な構造を制御するには適しているが、高周波二次不安定のような進行波型の擾乱を制御するには不向きである。従って、制御粗さ要素を設置する場所は、高周波二次不安定がまだ発生していない上流側でなければならない。このことも粗さ設置位置を選ぶ際に留意すべき重要な点である。

3.3.2 他の制御方との比較 江上ら^{(10) (11)}は、定在渦に伴う低速領域のみを対象として選択的に吸込みを行なう動的制御により、本研究同様乱流遷移を遅らせることに成功している。この手法によれば、高周波二次不安定が発生した段階で吸込みを行なっても、それより前の段階で吸込む場合に比べれば劣るものの、遷移を遅らせる効果のあることが報告されている。江上らの制御方法は、主流方向平均速度場の構造を変化させて制御を行った点において、本制御手法と一致する。しかし、本研究の制御法は、微小粗さ要素列を用いる静的制御であるために、吸込むエネルギーを必要としない点が有利である。

一方、Saric ら⁽¹⁾は、ミクロンオーダーの非常に微小な粗さを用いて自然遷移を遅らせることを目的として実験を行い、最も成長率の高い定在横流れモードの波長 $\lambda_n=12\text{mm}$ よりも短波長の 8mm 間隔で後退翼付着線上に微小粗さ列を設置することにより、乱流遷移を $x/C=0.71$ (粗さを設置しない場合) から $x/C=0.80$ へと遅らせることに成功した。彼らは、その理由として初期の強い 8mm モードの成長が線形理論において最大増幅率を持つ 12mm モードの成長を遅らせた、と述べている。すなわち、本制御法が渦構造に伴う主流方向平均速度分布を変化させ、高周波二次不安定の発生を抑制するのに対し、Saric らの方法は、定在横流れ渦自身の線形段階における成長を抑えるものである。

本実験では、自然遷移あるいはマイクロオーダーの粗さ要素を設置しただけでは、定在横流れ渦そのものにはある程度励起できるものの、高周波二次不安定の発生から乱流遷移へ至る過程を観察することはできなかった。そのため厚さ 0.5mm の粗さを設置することにより擾乱の初期振幅を強めて乱流遷移までを平板上に実現した。しかしながら、自然遷移でも定在渦型の遷移であれば、本手法によりそれを遅らせることが原理的に可能と考えられる。

4. 結 言

本研究では、横流れ不安定が支配的な後退平板上の境界層遷移に対して、微小粗さ要素を用いることにより、乱流遷移を抑制することを試み、その結果以下の結論を得た。

1. 定在横流れ渦の高速領域に微小粗さ要素を設置すると、高速領域が低速化されることにより高せん断層が緩和され、高周波二次不安定の発生と乱流遷移を遅らせることができる。
2. 定在横流れ渦の低速領域に微小粗さ要素を設置すると、逆に高せん断層が強められ高周波二次不安定の発生を促進する。
3. 微小粗さの設置によって横流れ渦構造が変化するのは、粗さ下流近傍の領域だけであり、この変化によって遷移の進行が早まるか、または遅れる。ただし、遷移機構そのものは変化しない。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、多大なる御協力を頂いた東北大学流体科学研究所、太田福雄技官、山邊芳成シニアアシスタントの助力を得ました。ここに謝意を表します。

文 献

- (1) Saric, W. S., Tempe, A.Z. and Yeates, L. G., Experiments on the stability of crossflow vortices in swept-wing flow, *AIAA Paper*, No.85-0493, (1985)
- (2) Radeztsky Jr, R. H., Reibert, M. S., Saric, W. and Takagi, S., Effect of micron-sized roughness on transition in swept-wing flows, *AIAA Paper*, No.93-0076, (1993).
- (3) Bippes, H. and Lerch, T., Transition prediction in three-dimensional boundary-layer flows unstable to crossflow instability, *AIAA Paper*, No.97-1906, (1997)
- (4) Kohama, Y., Saric, W. and Hoos, J. A., A high frequency, secondary instability of crossflow vortices that leads to transition, *Proc. of the Royal Aeronautical Society Conference on Boundary-Layer Transition Control*, Cambridge, (1991), pp.4.1-4.13.
- (5) Kawakami, M., Okutsu, M. and Kohama, Y., Stability characteristics of stationary crossflow vortices in three-dimensional boundary-layer, *AIAA Paper*, No.99-0811, (1999).
- (6) Reibert, M. S. and Saric, W., Review of swept-wing transition, *AIAA Paper*, No.97-1816, (1997).
- (7) Saric, W., Carrillo, R. B. and Reibert, M. S., Control of transition in 3-D boundary layers, *IUTAM Symposium on Mechanics of Passive and Active Control*, Kluwer Academic Publishers, (1999), pp.183-188.
- (8) Janke, E. and Balakumar, P., Transition control using leading edge roughness, *AIAA. Paper*, No.99-3656, (1999).
- (9) Abegg, C., Bippes, H. and Janke, E., Stabilization of boundary-layer flows subject to crossflow instability with aid of suction, *Laminar-Turbulent Transition*, Fasel, H. and Saric, W., eds., Springer-Verlag, (1999).
- (10) 江上泰広, 小濱泰昭, 小野寺達也, 横流れ不安定場の設計とその制御, 日本機学会論文集, 63-607, B編 (1997), 849-856.
- (11) Egami, Y. and Kohama, Y., Control of Crossflow Instability Field by Selective Suction System, *Proceedings of the IUTAM Symposium on Mechanics of Passive and Active Flow Control*, (1998), pp.60-pp.61.