層流境界層中の周期低速ストリークの不安定性に関する実験的研究*

小西 康 郁^{*1}, 浅井 雅 人^{*2}Experimental Investigation of the Instability of Spanwise-periodic
Low-speed Streaks in a Laminar Boundary LayerYasufumi KONISHI and Masahito ASAI^{*3}^{*3} Dept. of Aerospace Eng, Tokyo Metro. Inst. Tech.,
6-6 Asahigaoka, Hino-shi, Tokyo, 191-0065 Japan

The streak instability is examined experimentally through artificially producing spanwise-periodic low-speed streaks in a flat-plate laminar boundary layer. The observation focuses on sinuous instability modes which are responsible for the regeneration of quasi-streamwise vortices in near-wall turbulence. Effects of the interaction between disturbances developing along the neighboring streaks on the instability are examined through comparing the disturbance development for various streak spacing. The instability characteristics are also compared with those for a single low-speed streak. The development of subharmonic modes does not strongly depend on the streak spacing and they grow with almost the same growth rate as that for the single streak. By contrast, the development of fundamental modes is very sensitive to the streak spacing, and is completely suppressed when the streak spacing is less than 2.5 times the streak width.

Key Words: Flow Instability, Boundary-Layer Transition, Wall Turbulence, Low-Speed Streaks

1. 緒 言

壁面に沿うせん断乱流においては、壁近傍に存在する低速ストリークの発達や崩壊が乱流構造の生成・維持に大きな役割を果たしていると考えられている⁽¹⁾。Jeong ら⁽²⁾による乱流の直接数値計算データ⁽³⁾の詳細な解析により、そのような壁近傍ストリークに伴うジグザグ状に連なった縦渦構造が同定され、その生成機構としてストリーク不安定が注目されている⁽⁴⁾。また、平面クエット流や平面ポアズイユ流における数値実験⁽⁵⁾⁻⁽⁷⁾では、壁近くの縦渦とストリークの再生成サイクルが観察されている。

境界層遷移においても、ストリークの発達とその不安定性の重要性が指摘されている。強い主流乱れによるバイパス遷移⁽⁸⁾⁽⁹⁾では、T-S波動が成長する前に直接ストリーク構造が発達し、その崩壊が乱流斑点の発生を促す。凹面境界層のゲルトラー渦⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾が成長すると強いストリークが発達しストリーク不安定(二次不安定)に導く。さらに、

T-S波動の成長から始まる遷移⁽¹²⁾⁽¹³⁾においても、遷移後期段階になるとやはり壁近くにストリーク構造が発達し、それが崩壊して壁乱流の芽が生まれる。

低速ストリークは、壁に垂直方向の混合層型速度分布のケルビン・ヘルムホルツ不安定と、スパン方向の後流型速度分布の不安定性の両者を併せ持つと考えられる。それらは、低速ストリーク上のせん断層の対称的な渦(ヘアピン状又はアーチ状)への巻き上がりに導く Varicose モードと、ストリークの蛇行に導く Sinuous モードの増幅を支配する。ただし、これらの増幅特性は、ストリークの幾何学形状やスケールに支配されるので⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾、ストリーク不安定を詳細に調べるためには、不安定特性を支配するパラメータを自由に設定できる実験デザインを行うことが重要である。この点に関し、Asai ら⁽¹⁶⁾は、排除厚さ程度の高さの小さな網片を壁に垂直に立て単一の人工低速ストリークを実現し、それに周期攪乱を与えて、ストリークの崩壊に導く不安定性やそれに伴う組織渦構造の生成過程を実験的に調べ、Varicose モードと Sinuous モードに対する線形不安定特性を詳細に示した。しかしながら、現実に存在する壁近傍ストリークは単一ではなく、スパン方向にある平均

* 原稿受付 2002年10月9日。

^{*1} 東京都立科学技術大学大学院(〒191-0065 日野市旭が丘6-6)。^{*2} 正員, 東京都立科学技術大学工学部。

E-mail: masai@cc.tmit.ac.jp

間隔（壁乱流では壁単位で 100 程度）で並んだストリーク列として現れる。そこで本研究では、Asai ら⁽¹⁶⁾と同様の網片を用いた方法で、スパン方向に周期的に並んだストリーク列を実現して、ストリーク列の不安定性を調べ、単一の低速ストリークの結果との比較を行った。

2. 実験装置及び方法

実験は、測定部断面 $400\text{ mm} \times 400\text{ mm}$ の吹き出し式低乱風洞で行われた。図 1 に実験装置の概略を示す。風洞は、拡散胴の 3 枚の剥離防止用網、集合胴内の 5 枚の整流網とハニカムを備えており、縮流部の絞り比は 9 である。風洞測定部の乱流強度は主流速度の 0.1% 以下である。境界層平板は、厚さ 10mm、長さ 1100mm のアクリル板であり、前縁は長軸短軸比 12:1 の楕円形に加工してある。座標系は、前縁から下流方向に x 、平板上面に垂直上向きに y 、スパン方向に z （スパン中心を $z=0$ ）とする。

前縁から 500mm 下流位置 ($x_0=500\text{ mm}$) に、高さ 2.5mm、幅 6mm の網片（40 メッシュ、開口比 70%）を、壁に垂直に取り付けた。網のスパン間隔は、12mm、15mm 又は 18mm の 3 種類であり、それぞれ 21 個、18 個、15 個、スパン方向に一列に並べてある。網のすぐ下流には、ストリーク不安定を支配する Varicose モードと Sinuous モードを励起するための小孔が設けられている。各網片の 8.5mm 下流の中央 z 位置にある小孔（直径 3mm）は Varicose モードの励起用であり、各網の左右両端の 13.5mm 下流位置 ($x-x_0=13.5\text{ mm}$) の小孔（直径 2mm）は Sinuous モードを励起するためのものである。それぞれの小孔はビニールホースでラウドスピーカーにつながれ、単一周波数の正弦波信号で駆動し周期攪乱を励起する。小孔から導入される垂直方向速度変動の振幅は主流速度の 0.1% 以下の微弱なものである。

本実験では、壁乱流の壁近傍領域においてより支配的と考えられている Sinuous モードにのみ注目している。従って、Varicose モード励起用の小孔（直径 3mm）はスコッチテープにより閉じてある。Sinuous モードを励起するための網の左右一対の小孔は別々のスピーカーにつながれており、 180° 位相が異なる正弦波信号で駆動することにより Sinuous モードを励起することができる。また、ここでは 2 種類の Sinuous モードについて増

幅特性を調べた。一つは、攪乱のスパン方向の基本波長がストリークのスパン間隔 λ と一致する基本波数モード（Fundamental Mode）であり、他方は、ストリーク間隔の 2 倍のスパン波長 (2λ) を持つ分調波数モード（Subharmonic Mode）である。それぞれのモードが増幅すると、図 2 に示すような 2 種類の低速ストリークの蛇行を生じる。

平均速度 U および変動 u の測定は熱線風速計で行われた。熱線の受感部は、直径 0.5 mm 、長さ 1 mm のタングステン線である。熱線プローブは 3 軸トラバース装置により 3 方向に自由に移動できる。実験の主流流速 U_∞ はすべて 4 m/s である。網

Fig. 1 Experimental setup (dimensions in mm).

Fig. 2 Schematic of fundamental and subharmonic sinuous modes. (a) fundamental mode, (b) subharmonic mode.

を取り付けない場合の境界層はブラジウス流に一致し、その時の境界層排除厚さ δ^* は網を取り付ける $x-x_0=500\text{mm}$ 位置で約 2.4mm 、排除厚さに基づくレイノルズ数 R^* は約 650 である。網片の高さはこのブラジウス境界層の排除厚さに設定してある。

3. 低速ストリークの平均速度場

図 3 は、網のスパン間隔 $\lambda=12\text{mm}$ の場合について、網の下流に発達する低速ストリーク列を平均速度 U の等値線で表している。図(a)は $y=3\text{mm}$ 位置での x - z 断面内の速度分布、図(b)は $x-x_0=60\text{mm}$ 位置での x - y 断面内の速度分布を表している。図(a)のように、網片の下流に低速領域、網と網の間に高速領域が存在しており、それらは互いに干渉することなく、等間隔に並んだストリーク列が実現されている。また、図(b)より、低速領域の高さについても、導入されたストリーク列の周期性は極めて良好であることがわかる。ただし、流下につれて各低速ストリークが徐々にではあるが弱まっていく様子が見られる。これは、ストリーク周りのせん断層の粘性拡散によるものである。図の最下流位置 $x-x_0=200\text{mm}$ での乱れ強さは、 $u'_m/U_\infty=1\%$ 以下であり、層流状態のストリークが維持されている。人工的に攪乱を導入しない限り観察範囲内で乱流に移移することはない。

図 4 は、 $x-x_0=50\text{mm}$ 位置での平均速度 U の y 方向分布と z 方向分布である。図のように、 $z=0$ 位置、即ち低速領域の中心（網のスパン中心）位置では、 $\tanh$ 関数で近似される変曲型速度分布を持ち、高速域に対応する網と網の中間位置 ($z=6\text{mm}$) の速度分布は、ブラジウス分布より僅かにふくれている程度である。 z 方向には、それぞれの網の下流に発達する後流型速度分布が周期的に繰り返す、その結果、正弦波状に変化した速度分布を示している。スパン間隔の広い $\lambda=15\text{mm}$ 及び 18mm の網配列の場合においても同様のストリーク構造を導入できる。図 5 は、 $\lambda=15\text{mm}$ と 18mm の網配列の場合について、 $x-x_0=60\text{mm}$ 位置での平均速度 U の x - y 断面内分布を図示している。網間隔を広げると、網の両端での加速が網間全体に及ばないため、隣り合う網の間ではブラジウス速度分布に近い領域が広がるが、各網片の下流に形成された個々の低速ストリークに注目すると、低速ストリークを横切る速度分布形状 (y 方向には $\tanh$ 関数形分布、 z 方向には後流型分布) 及び

Fig. 3 Low-speed streaks downstream of the screens for $\lambda=12\text{mm}$. Iso-velocity contours: (a) x - z plane at $y=3\text{mm}$, (b) y - z plane at $x-x_0=60\text{mm}$.

Fig. 4 y - and z -distributions of mean velocity U at $x-x_0=50\text{mm}$ for $\lambda=12\text{mm}$. (a) y -distributions, (b) z -distributions at $y=5\text{mm}$, 4mm , 3mm , 2mm and 1mm (from top).

Fig. 5 Iso-velocity contours in the y - z plane at $x-x_0=60\text{mm}$. (a) $\lambda=15\text{mm}$, (b) $\lambda=18\text{mm}$.

低速領域の幅は、 $\lambda = 12\text{mm}$ の場合とほとんど同一である。また、単一の網の下流に発達する低速ストリークの速度分布も測定してあるが、それともほとんど違いがない。従って、これらの周期ストリーク並びに単一ストリークの不安定特性の比較により、低速ストリーク間の相互作用がストリーク不安定に如何に影響するかを調べることができると期待される。

4. 低速ストリークの不安定性

周期低速ストリークに前述の人工攪乱を加え、Sinuous モードを励起した。まず、励起される基本波数モード (Fundamental mode) と分調波数モード (Subharmonic mode) の構造を説明する。図 6 は、 $\lambda = 18\text{mm}$ のストリークについて、 $x - x_0 = 60\text{mm}$ における基本波数モードと分調波数モードの u 変動実効値 u' の y - z 断面分布である。ただし、それぞれ面内の変動の最大値によって正規化してある。図のように、基本波数モードと分調波数モードの振幅分布は、いずれの u 変動も、低速ストリークの両端の垂直せん断層上で最大振幅をとる。図 7 は、 u 変動分布を x - z 断面で見たものである。いずれも u 変動振幅が最大となる $y = 2.5\text{mm}$ 高さに沿って測定されている。個々のストリークに注目すると、 180° 位相のずれた変動が対となって、発達していく様子がわかる。基本波数モードは、隣り合うストリーク上で同位相であり、従ってストリーク間隔 λ と同じ基本波長を持つが、分調波数モードは、隣り合うストリーク間で 180° の位相差を有し、ストリーク間隔の 2 倍の基本波長を持つことが確認できる。また、攪乱の位相速度は、最大振幅位置の平均速度 ($0.6U_\infty$) にほぼ一致することを追記する。このように、本実験手法により、それぞれのモードを確実に励起できることがわかる。これら基本波数モード及び分調波数モードについて増幅特性を調べる。

まず、基本波数モードの増幅特性について述べる。図 8 は、 $\lambda = 18\text{mm}$ のストリークに対して、種々の周波数の基本波数モードの増幅特性を u 変動 (励起周波数成分) の最大実効値 u'_m (y - z 断面内の最大振幅) の x 方向変化で示している。図のように、攪乱増幅は周波数選択性を示し、 $45\text{Hz} \sim 80\text{Hz}$ の範囲で指数増幅が見られる。ただし、増幅率はそれほど大きくなく、 $x - x_0 = 200\text{mm}$ まで

に 4 倍の振幅に達する程度である。比較のため、

Fig. 6 Amplitude distributions of sinuous modes in the y - z plane at $x - x_0 = 60\text{mm}$ for $\lambda = 18\text{mm}$. (a) fundamental mode ($f=60\text{Hz}$), (b) subharmonic mode ($f=60\text{Hz}$).

Fig7 u -fluctuation component of sinuous modes in the x - z plane at $y = 2.5\text{mm}$ for $\lambda = 18\text{mm}$. (a) fundamental mode ($f=60\text{Hz}$), (b) subharmonic mode ($f=60\text{Hz}$).

同一サイズの網片を用いて単一ストリークの不安定特性を求めると、図 9 のように、すべての周波数の攪乱に対してはるかに大きな増幅率で増幅する。最大増幅周波数は両者共同じて 60Hz 付近である。また、 $x-x_0=100\text{mm}$ を越えたあたりから増幅が徐々に鈍化するの、ストリークが粘性拡散により弱くなるためである。

このように、ストリーク構造の周期性はその不安定性を顕著に抑制する方向に働く。実際、ストリーク間隔 λ を少し小さくするだけで全く増幅が止まる。例えば、図 10 は、最大増幅攪乱 (60Hz) の増幅特性が、 $\lambda=15\text{mm}$ 及び 12mm のストリークではどのように変わるかを示している。図のように、ストリーク間隔が $\lambda=15\text{mm}$ に減少しただけで、最も不安定な 60Hz 攪乱でさえ増幅を示さずほぼ中立な状態になる。さらにストリーク間隔の小さな $\lambda=12\text{mm}$ では攪乱は減衰に転じる。もちろん他の周波数の攪乱についてもすべて減衰することを確認している。このように、基本波数モードは、ストリーク間隔に極めて敏感であり、今回の形状の低速ストリークでは、ストリーク不安定が起きる限界の λ は 15mm であることがわかる。低速ストリークの幅 (低速ストリークを横切る U の後流型 z 方向分布の半値幅) は網の横スケール $s=6\text{mm}$ 程度であるので、ストリーク間隔とストリーク幅の比 λ/s で言えば、基本波数モードが増幅可能な臨界値は約 2.5 である。

次に、分調波数モードの増幅特性について述べる。図 11 は、 $\lambda=12\text{mm}$ のストリークにおける各攪乱周波数に対する変動の最大実効値の x 方向変化を示している。基本波数モードと異なり、分調波数モードでは、この最も間隔の狭い $\lambda=12\text{mm}$ のストリークにおいても増幅を示し、 200mm 下流でも増幅を持続する。最大増幅攪乱の周波数は 60Hz 付近であり、単一ストリークにおける最大増幅周波数と一致する。また、増幅率も、図 9 に示した単一ストリークの場合の攪乱とそれほど違いがないように見える。

図 12 は、 $\lambda=12\text{mm}$, 15mm , 18mm の各ストリークについて、最大増幅周波数を与える 60Hz 攪乱の増幅特性を単一ストリークの結果と比較したものである。ストリーク間隔の最も広い $\lambda=18\text{mm}$ の場合においては、単一ストリークの場合とほとんど完全に一致した増幅率を示す、 $\lambda=15\text{mm}$ 及び 12mm のようにストリーク間隔が狭くなっても、僅かに増幅率が低下する程度である。

このような基本波数モードと分調波数モードの増幅特性のストリーク間隔に対する依存性の違いは、両モードの構造の違いによるものであると推測される。図 6 に示した 2 つの振幅分布を比較すると、基本波数モードの振幅分布は高速域まで広がっていて、その結果、ストリーク間隔が狭まると、基本波数モードは、隣り合うストリークに発達する攪乱構造が干渉し、発達がより大きな影響

Fig. 8 Development of fundamental modes for $\lambda=18\text{mm}$. ○ 30Hz. □ 45Hz. ● 60Hz. △ 70Hz. ▽ 80Hz. ▼ 90Hz.

Fig. 9 Development of sinuous modes for the single streak case. ○ 30Hz. □ 45Hz. ● 60Hz. △ 70Hz. ▽ 80Hz. ▼ 90Hz.

Fig. 10 Comparison of development of fundamental modes excited at $f=60\text{Hz}$. □ $\lambda=12\text{mm}$. △ $\lambda=15\text{mm}$. ○ $\lambda=18\text{mm}$, ● single streak.

を受けると考えられる。

5. 結 言

本研究では、網片を用いることにより層流境界層中に人工的に周期的な低速ストリーク列を作り、ストリークの蛇行に導く Sinuous モードに対する不安定特性を実験的に調べた。また、単一低速ストリークの場合の結果と比較した。主な結果は次の通りである。

- 1) ストリーク間隔の 2 倍の基本波長を持つ分調波数モード (Subharmonic mode) は、ストリーク間隔に敏感でなく、単一ストリークの場合とほとんど変わらない増幅特性を示す。
- 2) 基本波数モード (Fundamental mode) は、分調波数モードに比べて増幅率が小さく、また、ストリーク間隔に強く依存する。ストリーク間隔の減少とともに増幅が急速に弱くなり、ストリーク間隔がストリーク幅の 2.5 倍より小さくなると増幅できない。

謝 辞

本研究は、部分的に学術振興会科学研究費補助金基盤研究 C (13650963)、文部科学省科学研究費特定領域研究 B (12125203)、並びに東京都特定学術研究費の援助を受けた。

引 用 文 献

- (1) Robinson, S.K., Ann. Rev. Fluid Mech. 23 (1991), 601-639.
- (2) Johansson, A.V., Alfredsson, P.H. and Kim, J., J. Fluid Mech. 224, (1991), 579-599.
- (3) Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W. and Kim, J., J. Fluid Mech. 332 (1997), 185-214.
- (4) Waleffe, F. and Kim, J., Self-Sustaining Mechanisms of Wall Turbulence, Chap. 3 (1997), 309-332.
- (5) Hamilton, J.M., Kim, J. and Waleffe, F., J. Fluid Mech. 287 (1995), 317-348.
- (6) Itano T. and Toh S., J. Phys. Soc. Japan 70 (2001), 703-716.
- (7) Kawahara, G. and Kida, S., J. Fluid Mech. 449 (2001) 291-300.
- (8) Morkovin, M.V. and Reshotko, R., Laminar-Turbulent Transition (eds. R. Michel and D. Arnal), Springer-Verlag (1990), 3-39.
- (9) Matsubara, M. and Alfredsson, P.H., J. Fluid Mech. 430 (2001), 149-168.
- (10) Swearingen, J.D. and Blackwelder, R.F., J. Fluid Mech. 182 (1987), 255-290.
- (11) Li, F. and Malik, M.R., J. Fluid Mech. 297 (1995), 77-100.
- (12) Nishioka, M. and Asai, M., Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids (ed. T. Tatsumi), Elsevier (1984), 87-92.
- (13) Asai, M. and Nishioka, M., Theoretical and Applied Mech. 1996 (eds. T. Tatsumi et al.), Elsevier (1997), 121-138.
- (14) Schoppa, W. and Hussain, F., Fluid Dyn. Res. 26 (2000), 119-139.
- (15) Andersson, P., Brandt, L., Bottaro, A. and Henningson, D., J. Fluid Mech. 428 (2001), 29-60.
- (16) Asai M., Minagawa M. and Nishioka, M., J. Fluid Mech. 455 (2002), 289-314.

Fig. 11 Development of subharmonic modes for $\lambda=12\text{mm}$. $\circ$ 30Hz. $\square$ 45Hz. $\bullet$ 60Hz. $\triangle$ 70Hz. ∇ 80Hz. $\blacktriangledown$ 90Hz.

Fig. 12 Comparison of development of subharmonic modes excited at $f=60\text{Hz}$. $\square$ $\lambda=12\text{mm}$. $\triangle$ $\lambda=15\text{mm}$. $\circ$ $\lambda=18\text{mm}$, $\bullet$ single streak.