

周期低速ストリークの不安定性：乱流変動に対する応答

都立科技大 小西 康郁 (Yasufumi Konishi)

都立科技大 大泉 祐樹 (Yuki Oizumi)

都立科技大 浅井 雅人 (Masahito Asai)

Dept. of Aerospace Eng, Tokyo Metro. Inst. Tech.

1. はじめに

乱流境界層の壁近傍に存在するストリーク構造は、その不安定性により縦渦を生成することができ、従って、壁乱流の生成維持機構において重要な役割を果たしていると考えられている⁽¹⁻⁶⁾。

筆者らは、層流境界層中に排除厚さ程度の高さの小さな網片を壁に垂直に立て人工的に低速ストリークを生成し、ストリークの線形安定性やその進行により縦渦が生まれる過程を詳細に調べてきた⁽⁷⁾。ストリークの不安定性には、ヘアピン渦に成長する Varicose モードと蛇行縦渦を生成する Sinuous モードが存在する。壁乱流の DNS の結果から、壁乱流の壁近傍では、Sinuous モードが支配的と考えられている。さらに、ストリークがスパン方向に周期的に並ぶと、ストリーク間隔と同じスパン方向波長をもつ基本波数モード (Fundamental Modes) と 2 倍の波長をもつ分調波数モード (Subharmonic Modes) が存在し得る。基本波数モードの成長は低速ストリークの同位相の蛇行を引き起こし、分調波数モードは隣り合うストリークの位相が反転した蛇行を生じさせる。前述の人工ストリークの線形不安定実験⁽⁸⁾⁽⁹⁾によると、壁乱流のストリーク構造と同様の形状の低速ストリークに関しては、分調波数モードの方が基本波数モードより増幅率が大きいという結果が得られている。

しかしながら、乱流場では、不安定性を励起する攪乱は非常に強く、かつ様々なスケールの変動成分を含んでいる。この場合、線形不安定性のみならず過渡増幅 (Transient Growth) 過程も重要と考えられる。最近の理論解析⁽¹⁰⁾によると、Transient Growth 過程で 10 倍程度の増幅が生じ得ることが示されている。そこで本研究では、乱流境界層の壁近くに存在するストリーク構造を吸込みにより一旦層流化し、そこに周期的な低速ストリークを人為的に導入したとき、残留乱流変動によりどのようなストリーク不安定モードが励起されるかを実験的に調べた。

2. 実験装置及び方法

実験は、200mm×300mm の矩形断面の小型吹出し式風洞測定部下壁の境界層を利用して行なわれた。図 1 のように、測定部最上流には、直径 3mm、高さ 5mm の円柱が 6mm のスパン間隔で 2 列 (列間隔 5mm) 並べてあり強制的に乱流に遷移させ

ている。この遷移促進用円柱群の 500mm 下流位置から、スパン幅 160mm の吸込み領域を流れ方向に長さ 100mm 設けてある。吸込み領域には直径 0.3mm の孔が 1mm 間隔で千鳥状に開けられており、絞り部を経由して流量計、さらに空気吸入器につながれている。吸込み流量は流量計と吸引機をつなぐ管の途中に取り付けられた開閉バルブにより調節できる。ここで、吸込み総流量 Q_s を吸込み領域面積 A ($100\text{mm} \times 160\text{mm}$) で割った平均速度 $V_s (= Q_s/A)$ によって吸込み速度を定義する。座標系は、境界層吸込み領域の前縁のスパン中心を原点とし、流れ方向に x 、下壁に垂直上向きに y 、スパン方向に z である。

実験は、すべて一様速度 $U_\infty=4\text{m/s}$ 、吸込み速度 $V_s/U_\infty=10\%$ で行なわれた。境界層は、吸込み領域に達するまでに対数速度分布をもつ乱流境界層に発達しており、吸込み領域直後の $x=120\text{mm}$ における運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 R_θ は、約 380 である。

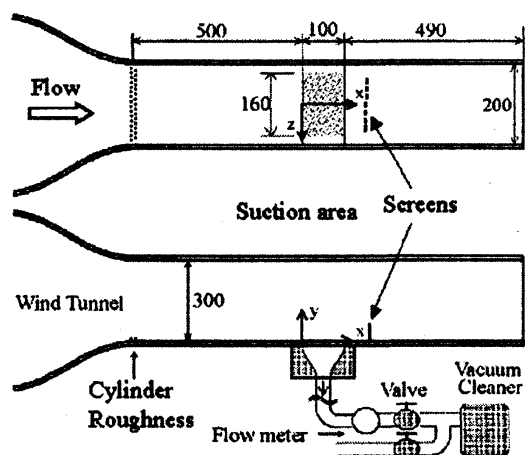


Fig. 1. Experimental setup (dimensions in mm).

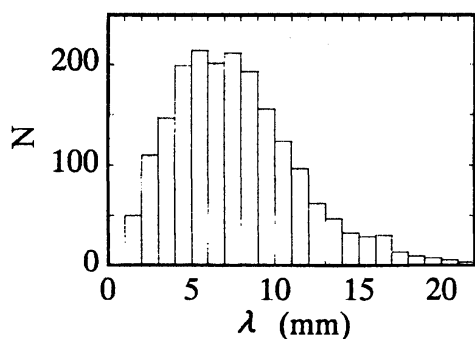


Fig. 3. Histogram of the spanwise spacing of low speed streaks λ at $x=200\text{mm}$.

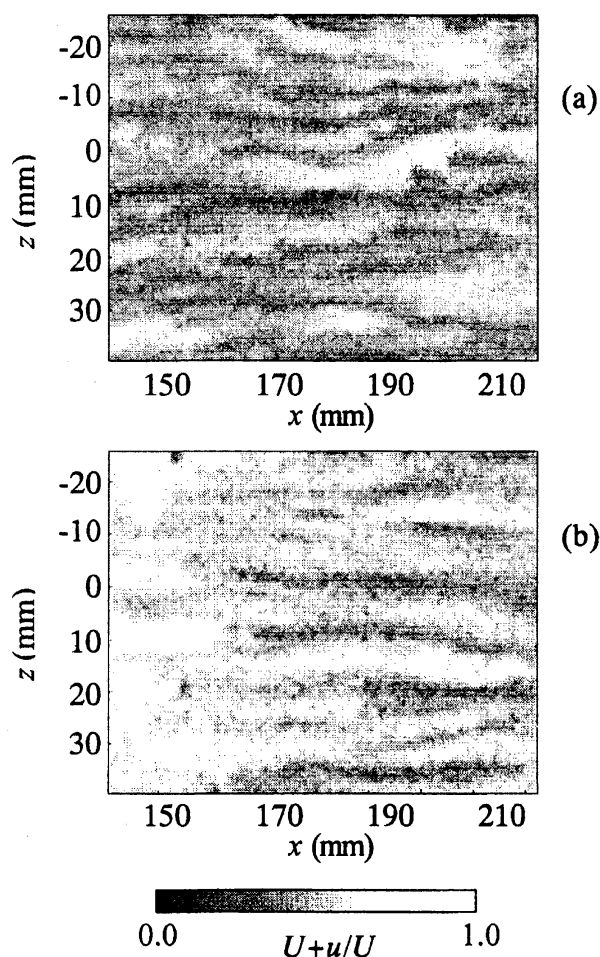


Fig. 2. Instantaneous velocity field near the wall at $y=1\text{mm}$, $V_s/U_\infty=10\%$.

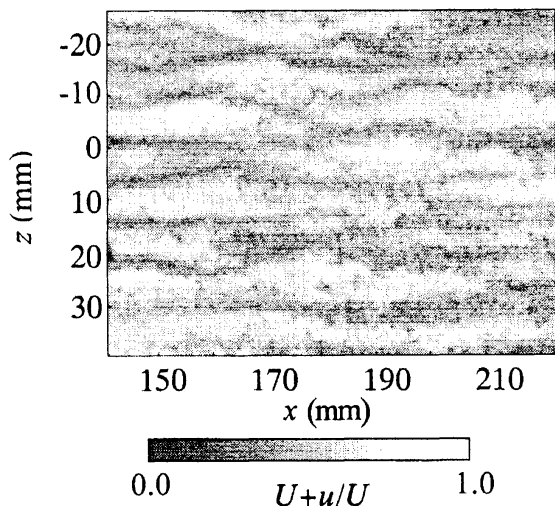


Fig. 4. Instantaneous velocity field downstream of screens at $y=1\text{mm}$.

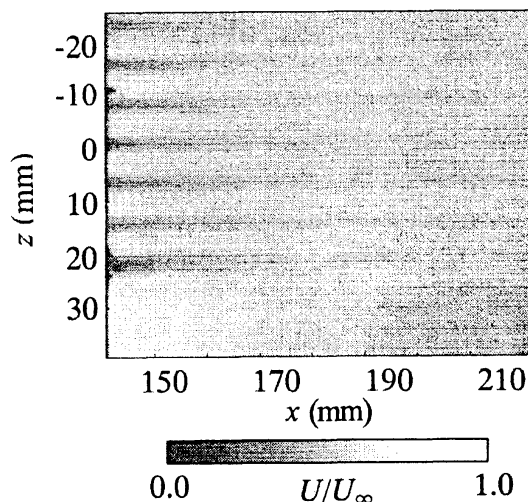
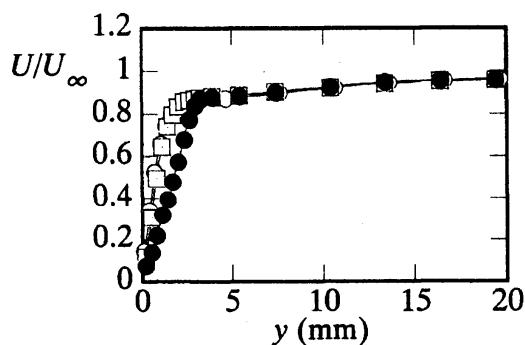
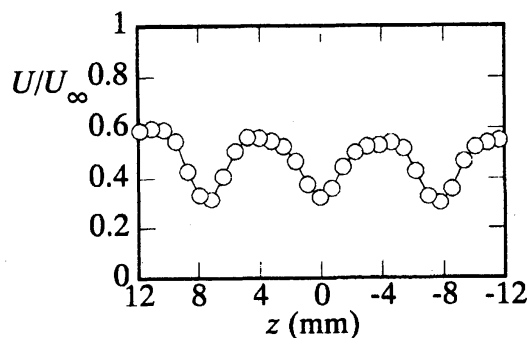


Fig. 5. Mean velocity field downstream of screens in x - z plane at $y=1\text{mm}$.



(a)



(b)

Fig. 6. The y - and z -distributions of mean velocity U at $y=150\text{mm}$. (a) y -distributions, \circ no screen, \square $z=3.8\text{mm}$, \bullet $z=0\text{mm}$, (b) z -distribution.

3. 周期低速ストリークの生成

図2は、PIVにより吸い込み領域下流の壁近く ($y=1\text{mm}$) で測定された瞬間速度の x 方向成分の x - z 面内分布である。ストリーク構造が吸込みにより一旦消滅した後、 $x=150\text{mm}$ 付近から再び発達を始める。吸込み制御を行った際の再遷移過程における流れ場の詳細については、文献(11)を参照。

図3は、再遷移領域でストリークが十分発達した $x=200\text{mm}$ 位置におけるストリークの間隔の統計である。平均ストリーク間隔は、乱流境界層の $\lambda^+=100$ に対応する 7.6mm である。つまり、再遷移過程で発達するストリーク間隔は、乱流中で測定されるストリーク間隔とほとんど変わらない。また、局所平均速度より低速の領域を判断基準としてそのスパン幅を低速ストリークの幅と定義すると、その最頻値は、 $2\sim 3\text{mm}$ 程度である。従って、本実験では、幅 2.5mm 、高さ 1.8mm の7個の網片 (40メッシュ、開口比70%) を $\lambda=7.6\text{mm}$ 間隔で周期的に配置した。図4は、導入さ

れた人工低速ストリークの $y=1\text{mm}$ における瞬間速度場である。 $z = -20\sim 20\text{mm}$ の範囲に見られるストリーク構造が網下流の低速ストリークである。周期的な構造を認識できるのは $x=160\text{mm}$ 程度までであり、導入された低速ストリークは強い残留乱流変動によりすぐに壊れるのがわかる。図 5 は、網の下流に発達する周期低速ストリークを平均速度 U の等値線で示している。網の直後では、図のように、平均速度場においても周期的な低速ストリークを明確に見ることができる。瞬間場 (図 4) で見られたように、 $x=160\sim 170\text{mm}$ 位置を過ぎると急速に乱流拡散によりストリーク構造の輪郭がぼやける。また、図 6 は、網の 15mm 下流位置 ($x=150\text{mm}$) における y 方向及び z 方向速度分布である。 y 方向の剪断は弱く変曲点が明確ではなく、各網片による速度欠損は主流速度の 30%程度である。

4. 乱流変動に対する低速ストリークの応答

図 7 は、網の 10mm 下流の $x=145\text{mm}$ における y - z 断面平均速度分布、および u 変動の実効値分布である。変動は、低速ストリーク上の主流速度の 50%程度の等値線にそって存在し、垂直剪断層上に 2 つのピークを持った分布を示す。図 8 は、パワースペクトル $P(f)$ から各周波数成分 $0.5\sim 20\text{Hz}$, $20.5\sim 40\text{Hz}$, $40.5\sim 60\text{Hz}$, $60.5\sim 80\text{Hz}$, $80.5\sim 100\text{Hz}$, $100.5\sim 120\text{Hz}$ を抽出し、これらを実効値で表した $u'_{0.5-20}$, u'_{20-40} , u'_{40-60} , u'_{60-80} , u'_{80-100} , $u'_{100-120}$ の y - z 断面分布である。ここで、 $u'_{0.5-20}$ は、

$$u'_{0.5-20} = \left(\int_{0.5}^{20} P(f) df \right)^{1/2} \quad (1)$$

である。全ての周波数帯において、垂直剪断層上に 2 つのピークを持った分布を示す。変動の強さを比較すると、周波数 $20\text{Hz}\sim 60\text{Hz}$ 範囲の低周波変動が顕著である。また、いずれの分布も、 $z=0\text{mm}$ 位置上で振幅がほぼ零になっていることから位相が反転していることが伺える。実際、 $z = -1.25\text{mm}$ と 1.25mm 位置において 2 本の熱線プローブで u 変動を同時計測することにより、位相の反転を確認した。従って、発達する変動成分は、ストリークを蛇行に導く Sinuous モードに対応している。

図 9 は、それぞれの周波数成分の強さ (垂直剪断層上で最大振幅をもつ) の x 方向変化を示している。この周波数範囲内では、全ての周波数帯においてほぼ同程度の増幅率を示し、図 8 の周波数による変動の強さの違いは、残留乱流変動により励起される Sinuous モードの初期振幅に支配されることが示唆される。変動は、網の 15mm 下流の $x=150\text{mm}$ までの間に急増幅したあと、増幅がとまりゆっくりと減衰する。この傾向は、ストリークの Transient Growth の理論解析⁽¹⁰⁾における結果と定性的に一致している。また、変動の全実効値 u'/U_0 は、 $x=150\text{mm}$ 位置ですでに主流の 10%以上にまで成長しており、この段階で蛇行縦渦列を形成しているものと考えら

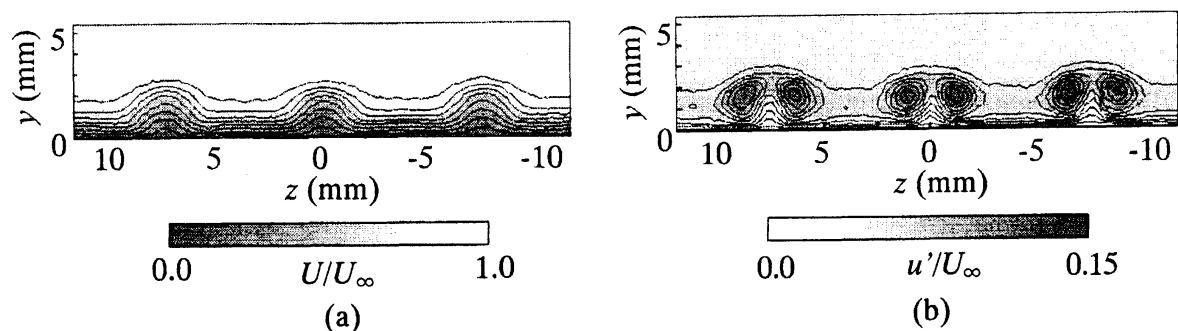


Fig. 7. Distributions of mean velocity U/U_∞ and disturbance intensity u'/U_∞ in y - z plane at $x=145$ mm. Iso-bars of U/U_∞ range from 0.1 to 0.9 with interval of 0.1 in (a) and iso-bars of u'/U_∞ range from 0.015 to 0.1485 with interval 0.015 in (b).

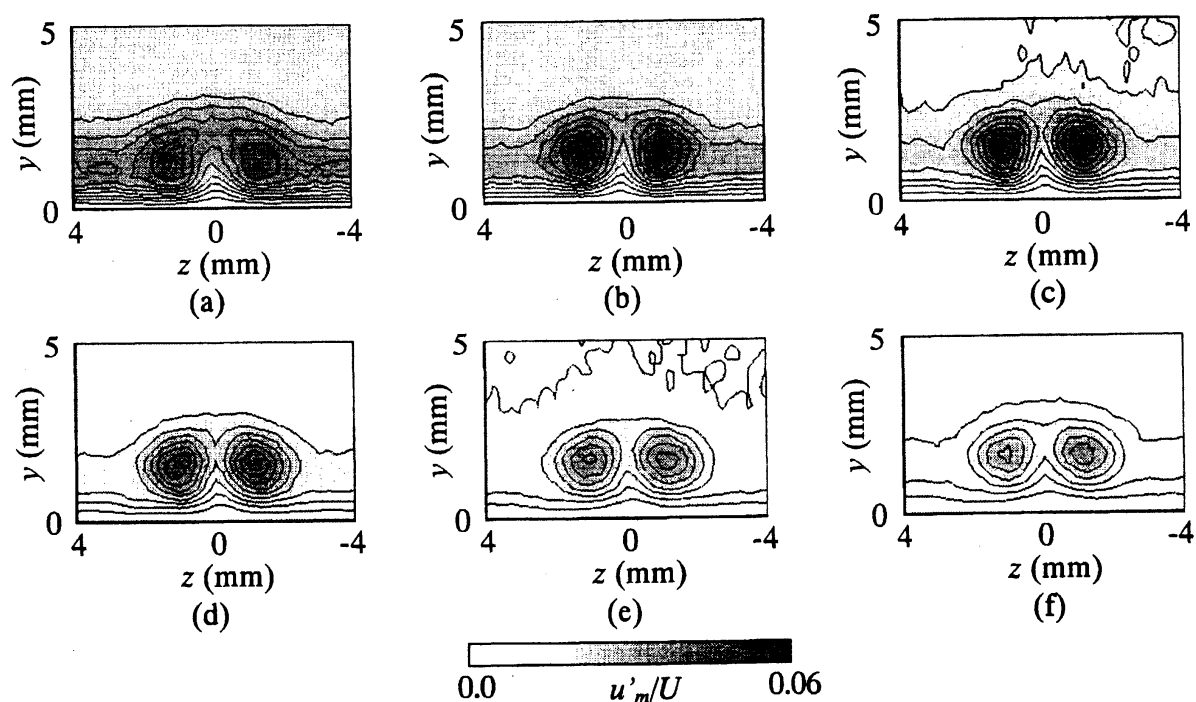


Fig. 8. Amplitude distributions in the y - z plane at $x=145$ mm. (a) 1-20Hz, (b) 20-40Hz, (c) 40-60Hz, (d) 60-80Hz, (e) 80-100Hz, (f) 100-120Hz. Iso-bars of u'_m/U_∞ range from 0.006 to 0.054 with interval 0.006.

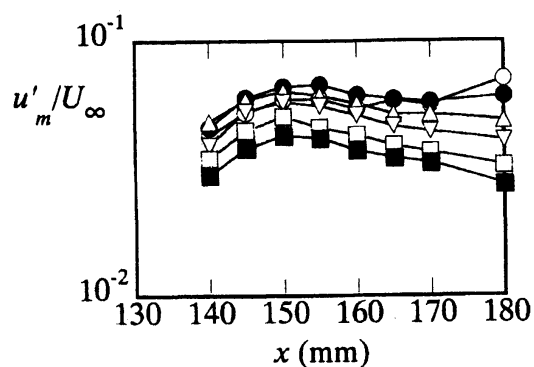


Fig. 9. Development of disturbances \bigcirc 0.5-20Hz, \bullet 20-40Hz, \triangle 40-60Hz, ∇ 60-80Hz, \square 80-100Hz, \blacksquare 100-120Hz.

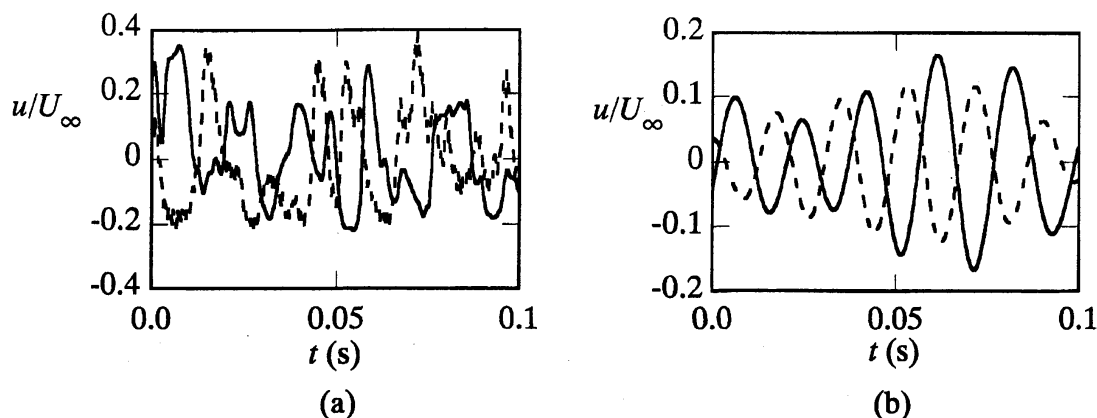


Fig. 10. Wave forms of u -fluctuations between neighboring two streaks. Two hot-wires are set at $z=1.5\text{mm}$ and 6mm . (a) Raw data, (b) band-pass filtered data between 40Hz to 60Hz .

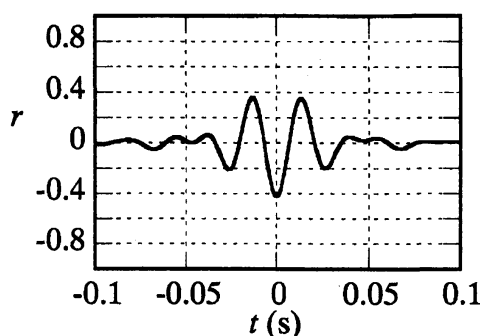


Fig. 11. Correlation of u -fluctuations between neighboring two streaks. Two hot-wire probes are set at $z = 1.5\text{mm}$ and 6mm .

以上のように、乱流境界層の壁近傍ストリークと同様のスケール的人工ストリークを導入すると、Sinuousモードが卓越して現れる。ところで、周期ストリークの場合、基本波数と分調波数のSinuousモードが存在するが、線形不安定性実験の結果⁽⁸⁾⁽⁹⁾によれば、ストリーク間隔の2倍の波長を持つ分調波数モードの増幅率が大きいことが示されている。そこで、隣り合った低速ストリークの蛇行の位相関係を見るため、隣りあったストリークの u 変動を熱線流速計で同時計測した。図9は、 $z=1.25\text{mm}$ と $z=4.85\text{mm}$ ($1.25\text{mm}+\lambda/2$)で測定された速度変動波形である。ただし、Sinuousモードの位相関係を見やすくするため、図7で最も大きな変動強さを示す $40\sim 60\text{Hz}$ の周波数範囲を抽出した変動波形も同時に示している。両 z 位置での波形を見ると、この測定例では、位相が 180° 異なる場合が顕著である。ただし、長時間のデータを用いて、両波形の相関を求めたところ、図10に示すように、負の相関を持っているが、相関値は0.4程度とかなり弱い。従って、低速ストリークは、基本波数モードの成長による同位相での蛇行が多く存在することとなり、このような残留乱流変動に対するストリークの応答においては、分調波数モードがより増幅し

やすいという線形不安定の実験結果から推測されるモード選択性とは異なる。

5. まとめ

本研究では、乱流境界層中に存在する乱流変動による壁近傍低速ストリークの応答を調べるため、境界層吸い込みにより乱流境界層の壁近くの流れを一旦層流化し、吸い込み領域下流での再遷移過程に網片の抵抗を利用して人工的に周期的ストリークを生成した。

壁乱流のストリーク構造と同様の形状の低速ストリークを導入すると、ストリークの蛇行に導く Sinuous モードが発達する。また、隣り合った 2 つのストリークの相関関係を調べることにより、Fundamental Sinuous モードの方が Subharmonic Sinuous モードより多く存在することが観察された。ただし、線形のストリーク不安定のような指数関数的な増幅過程はほとんど見られず、また、増幅率の周波数依存性もそれほど顕著でない。これらの結果は、壁乱流でのストリークの崩壊においては、線形不安定特性よりも Transient Growth が重要であり、従って、攪乱として働く乱流変動の強さや特徴に強く依存することを示唆する。

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 (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) Jeong J., Hussain F., Schoppa W. & Kim J., J. Fluid Mech. 332 (1997) 185-214.
- 3) Jimenez J. and Pinelli A., J. Fluid Mech. 389 (1999) 335-359.
- 4) Hamilton J.M., Kim J. and Waleffe F., J. Fluid Mech. 287 (1995) 317-348.
- 5) Itano T. and Toh S., J. Phys. Soc. Japan 70 (2001) 703-716.
- 6) Kawahara G. and Kida S., J. Fluid Mech. 449 (2001) 291-300.
- 7) Asai M, Minagawa M and Nishioka M., J. Fluid Mech. 455 (2002) 289-314.
- 8) Konishi Y. and Asai M., 9th ACFM (2002) CD-ROM.
- 9) 小西康郁, 浅井雅人, 日本機会学会論文集 B. (2003) 掲載予定.
- 10) Schoppa W. and Hussain F., J. Fluid Mech. 453 (2002) 57-108.
- 11) Asai M., Tabei K. and Konishi Y., Proc. Int. Symp. Dynamics and Statistics of Coherent Structures of Turbulence: Roles of Elementary Vortices (ed. S. Kida). (2002) 25-36.