

No. 7

ストリーク不安定の実験

浅井雅人（首都大），小西康郁（都科技大院）

Experimental investigation of the streak instability

M. Asai* and Y. Konishi**

*Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan University

**Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan Institute of Technology

ABSTRACT

Two kinds of experiments are carried out on the instability and breakdown of low-speed streaks. First the development of subharmonic streak instability is examined by using artificially-generated spanwise-periodic low-speed streaks in a laminar boundary layer. Up to the nonlinear saturation stage of the streak instability, the disturbance development along each low-speed streak is similar to that observed in a single low-speed streak. Beyond the saturation stage, the neighbouring quasi-streamwise vortices developing along each low-speed streak interact with each other, causing an arch-like vortex structure to develop away from the wall. After the breakdown of the primary low-speed streaks, near-wall streaks newly develop downstream. The developed low-speed streaks have lateral spacing of 100 wall units, the same as the value in wall turbulence. Secondly two-dimensional suction is applied to a turbulent boundary layer through a perforated wall strip to realize a quasi-laminar boundary layer with suction-survived high-intensity turbulence, and spanwise-periodic low-speed streaks are artificially introduced there. The results show that under such high-intensity background turbulence the streak breakdown is governed not by the linear instability process but by the transient disturbance growth.

Keywords : Boundary layer, Transition, Low-speed streaks, Streak instability, Transient growth

1. はじめに

最近のDNSリによると，壁近傍乱流を支配している組織構造は，低速と高速の筋状構造が交互に並んだいわゆるストリーク構造と，低速の筋（低速ストリーク）の蛇行と共にジグザグ状に発達する縦渦群である．これらは互いに再生成サイクルを形成して乱流構造を維持しているというモデルが提案されている²⁻⁵⁾．一方，層流から乱流への遷移過程を観察すると，弱い気流乱れの下で線形不安定波動の成長から始まる遷移にせよ，強い乱れの下で起きるバイパス遷移にせよ，乱流構造が形成されるまでには壁近くにやはりストリーク構造が現れ，それが崩壊して縦渦が生成される．壁近くの縦渦は先頭部が上昇すればヘアピン形状やアーチ状の渦を形成し，壁から離れた領域からのエネルギーや運動量の輸送を担う．従って，壁面剪断流において乱流の発生予測や乱流制御を行う上では，ストリークと縦渦の生成維持機構やそれらの組織的な運動を理解することが重要となる．

本報では，壁近傍乱流の基本要素としての縦渦の生成維持に不可欠なストリーク構造の崩壊過程を2つの基礎

実験を通して紹介する．一つは，周期的な人工低速ストリークを用いたストリーク不安定の実験であり，これまでほとんど調べられていない分調波数モード（Subharmonic modes）に注目し，ストリーク不安定によりジグザグ状に重なり合った縦渦が生成される段階から壁乱流の特性が現れるまでを追跡している．もう一つは，乱流境界層に壁面吸込みを適用して壁近傍ストリークを消失させ，そこに小網片を周期的に配列して人工低速ストリークを導入し，その上を通過する強い乱流変動により引き起こされるストリークの崩壊を調べた実験である．

2. Subharmonic streak instability による遷移

本実験では，境界層平板に小さな網片を立て，その抵抗を利用して層流境界層中に人工的な低速ストリークを導入された．実験は，測定部断面400×400mmの低乱流洞で行なわれた．主流速度 $U_{\infty}=4\text{m/s}$ であり，主流乱れは0.1%以下である．座標系は，前縁から流れ方向に 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 $z=0$ ）をとる．周期低速ストリークを形成するために，境

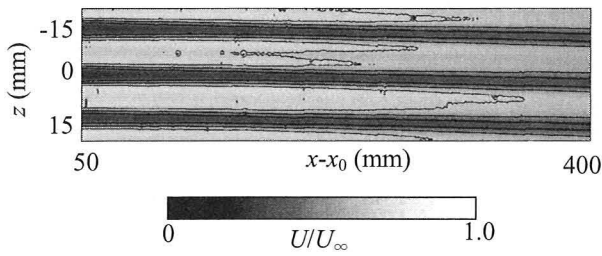


図1 網下流の平均速度場. x - z 断面 ($y=3\text{mm}$).
等値線は0.2刻み.

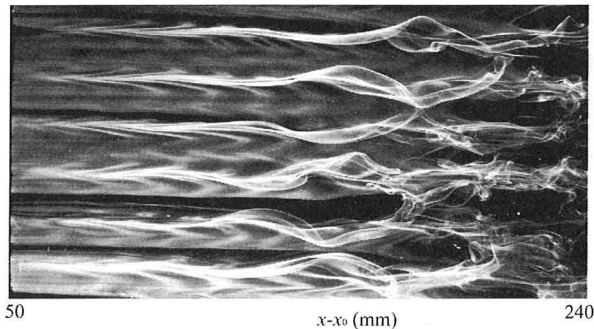


図2 スモークワイヤ法による可視化. スモーク
ワイヤは $(x-x_0, y)=(160\text{mm}, 3\text{mm})$ に設置.

界層平板前縁から500mm下流位置 ($x_0=500\text{mm}$) に高さ3mm, 幅6mmの網片をスパン方向に15mm間隔で17個設置してある. 網片の開口比 (Porosity) は0.7である. $x_0=500\text{mm}$ 位置における境界層排除厚さは2.5mm, 排除厚さに基づくレイノルズ数は約640である. 網の下流 $x-x_0=13.5\text{mm}$ には, 各網片の両端 z 位置に攪乱導入用の小孔 (直径2mm) が開けてある. それぞれの小孔は2つのスピーカに接続されており, 単一周波数の正弦信号 (2つのスピーカ入力信号の位相は 180° 異なる) で駆動することにより反対称モード (Sinuous モード) を励起することができる.

図1は, 網片下流に実現される層流の周期低速ストリークを, $y=3\text{mm}$ 高さでの x - z 断面内の速度 U の等値線で表している. この流れに人工攪乱を導入する. 励起周波数は, 線形安定性実験^{6,7)}より最大増幅率を示す60Hzとし, 攪乱振幅は $x-x_0=30\text{mm}$ で1%である. 攪乱は, 最初指数関数的な増幅を示し, $x-x_0=100\text{mm}$ 付近で実効値は $u'_m/U_\infty=10\%$ を越え, さらに, $x-x_0=130\text{mm}$ まで増幅を続け $u'_m/U_\infty=20\%$ 程度の非線形平衡振幅に達する. 図2は, スモークワイヤ法による可視化画像である. ストリーク不安定による煙の蛇行に加え, $x-x_0=150\sim 200\text{mm}$ 付近で隣同士の煙がつながりアーチ状の渦構造が形成されるように見える. 図3は, そのような渦構造を同定するために, x - z 断面図および y - z 断面の二次元PIVによって得られた位相平均速度場 (周期サンプリングによるアンサンブル平均) を基に速度の3成分の空間分布を作成し, 旋回渦の同定法⁸⁾として用いられている速度勾配テ

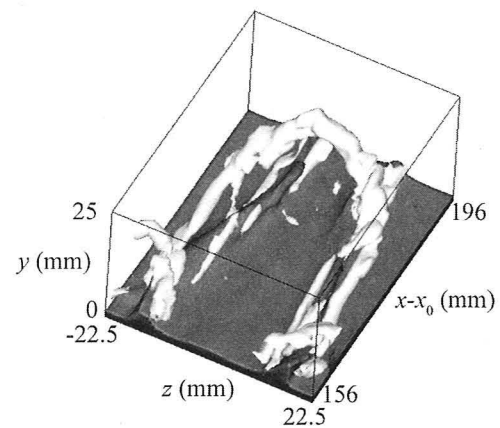


図3 二次元PIV画像から求めた渦構造. 渦の同定は λ_2 法による. 下面の濃灰色は流れ方向速度の等値面 $(U+u)/U_\infty=0.5$.

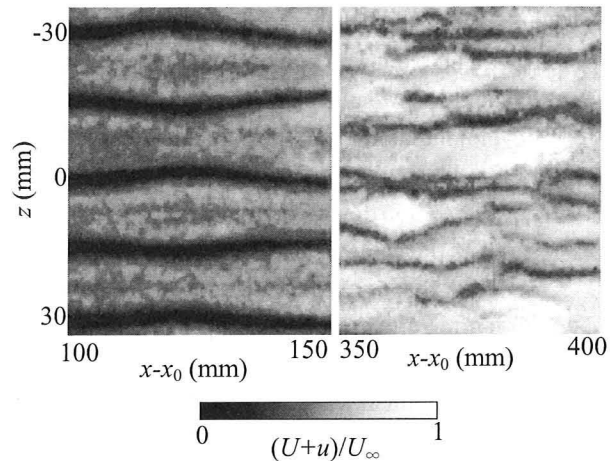


図4 PIVによって得られた壁近傍 ($y=1\text{mm}$) の瞬間流れ方向速度分布(x - z 断面).

ンソルの対称成分 \mathbf{S} と反対称成分 $\mathbf{\Omega}$ を用いたテンソル $\mathbf{S}^2+\mathbf{\Omega}^2$ の第二固有値 λ_2 が負 ($\lambda_2=-0.2$) となる領域を示したものである. 可視化から推測されたように, ストリーク不安定から生まれた縦渦が, 隣りのストリークから生まれた縦渦と結合し, 高速領域上方でアーチ状の渦を形成しているのがわかる.

上述のように, 壁から離れた位置ではアーチ渦が形成されるが, 一方, 壁近くではどのようなことが起きているかを観察する. 図4は, PIVによって得られた x - z 断面 ($y=1\text{mm}$)における流れ方向速度の瞬間速度場である. 初期に導入されたストリークの崩壊後新たに低速ストリークが発生し, しかもストリーク間隔は元の約半分の7.5mm程度になっていることがわかる. この間隔は, 乱流中で測定される, 壁単位を基準とした $\lambda^+=100$ に相当する値である. この段階では, 平均速度分布にも対数則が現れだす. なお, 基本波数モードの発達による遷移は, Brandt & Henningson⁹⁾によりDNSで追跡されている.

3. 乱流変動の下での低速ストリークの崩壊

ストリーク不安定は、縦渦構造を生成する一つの重要な機構として注目されるが、しかしながら、発達した乱流場のように、乱れが強く、かつ様々なスケールの変動成分を含んでいる場合、変動の過渡増幅 (Transient Growth) がストリークの崩壊に導く可能性が指摘されている¹⁰⁾。実際、壁乱流においてもストリーク不安定が起きているのか、或いは一気に過渡増幅によるストリークの崩壊に至るのか、これまでのところ明らかにされていない。そこで、強い乱流変動に対して低速ストリークが如何に応答するかを次のような実験を通して調べた。

まず、乱流境界層に局所的に壁面吸込みを行って壁近くのストリークを一旦消滅させ、そこに小さな網片をスパン方向に周期的に並べて人工的に低速ストリークを導入する。一方、壁から離れると乱流境界層中の強い変動がまだ存在し、人工ストリークの崩壊に導く攪乱として作用する。

実験は、 $200\text{mm} \times 300\text{mm}$ の矩形断面をもつ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5に、実験装置の概略を示す。測定部最上流には円柱群 (直径 3mm 、高さ 5mm) を壁に立て強制的に乱流に遷移させている。実験は、すべて主流 (一様流) 速度 $U_\infty = 4\text{m/s}$ 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、吸込みを行わない場合、運動量厚さ θ に基づくレイノルズ数 Re_θ は、吸込み領域の上流端 ($x=0$) で約700である。以下の実験では、吸込み速度 V_s を主流速度 U_∞ の10%とした。ただし、 V_s は吸込み総流量 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 ($= Q_s/A$) である。吸込み領域直後の運動量厚さに基づくレイノルズ数は約300、 u 変動の実効値 u'/U_∞ は6%程度である。流れの詳細については文献¹¹⁾を参照。

吸込み領域のすぐ下流の $x=35\text{mm}$ 位置に、前節の実験のように、網片を周期的に並べ人工的に周期低速ストリークを導入する。網片のスパン間隔は 7.6mm (壁単位で100)、高さとは幅はそれぞれ 1.9mm と 2.5mm である。図6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 (PIVで測定) 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片により導入された周期低速ストリークである。周期的な低速ストリーク構造を維持するのはせいぜい $x=60\text{mm}$ 付近までであり、導入されたストリークは強い残留乱流変動によりすぐに崩壊するのがわかる。

図7(a)は、網の下流に発達する周期ストリークを $x=45\text{mm}$ における平均速度 U の等値線で示している。各網後方に発達する低速ストリークの周期性がよくわかる。図7(b)は、同位置での u 変動の実効値 u' の $y-z$ 断面分布である。速度の等値線との対応を見ると、 u' は、各低速

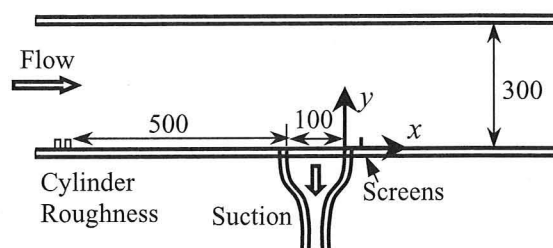


図5 実験装置の概略.

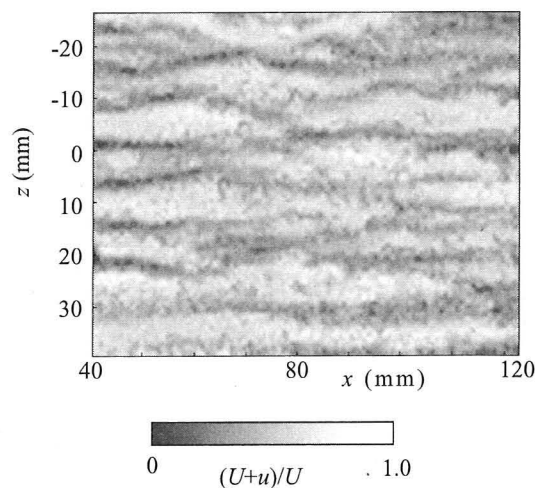


図6 網の下流に発達する人工低速ストリーク. $y=1\text{mm}$ 位置の瞬間速度場.

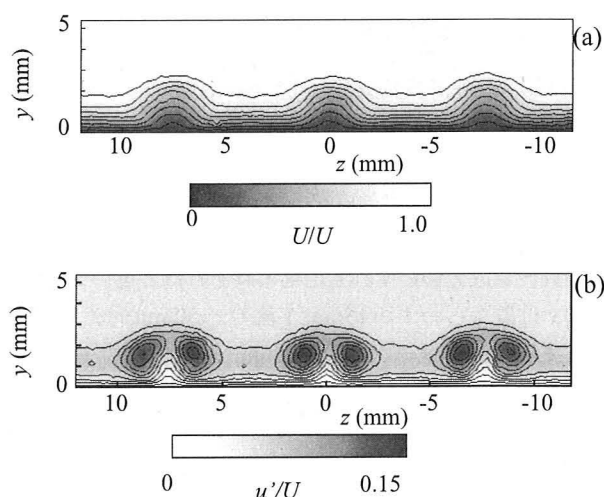


図7 平均速度と実効値の yz 断面内分布 ($x=45\text{mm}$ 位置). (a) 平均速度 U/U (等値線は $0.1\sim 0.9$). (b) 実効値 u'/U (等値線は $0.015\sim 0.135$).

ストリークの左右の垂直せん断層上に2つのピークを持った分布を示し、低速ストリークのスパン中心や水平剪断層上では変動は非常に弱い。これは、ストリークの蛇行に導く Sinuous モードの u 変動分布の特徴^{6,7)}である。

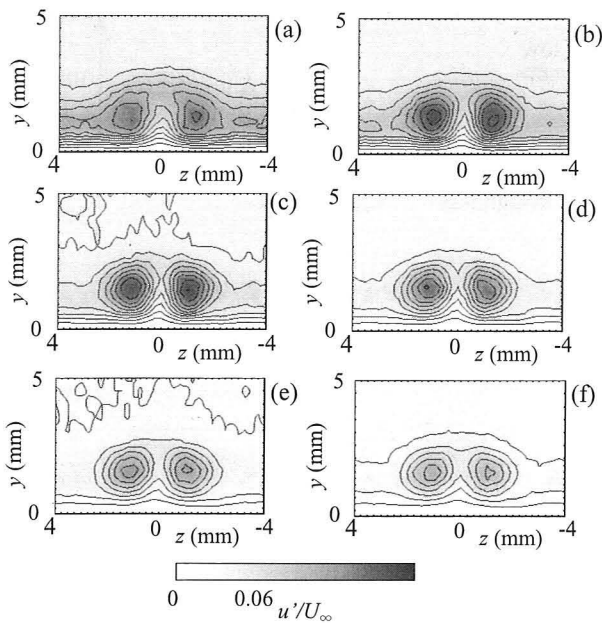


図8 u 変動の各周波数成分の実効値分布 ($x=45\text{mm}$ 断面). (a) $u'_{0-20,m}/U_\infty$, (b) $u'_{20-40,m}/U_\infty$, (c) $u'_{40-60,m}/U_\infty$, (d) $u'_{60-80,m}/U_\infty$, (e) $u'_{80-100,m}/U_\infty$, (f) $u'_{100-120,m}/U_\infty$. 等値線は $0.006\sim 0.054$.

図8は、 $x=45\text{mm}$ において、 u 変動の各周波数成分の y - z 断面の実効値分布を表している、例えば、 20Hz 以下の変動成分の実効値 $0.20 u'$ は、パワースペクトル密度 $P(f)$ から次式のように求められた。

$$u'_{0-20} = \left(\int_{0.5}^{20} P(f) df \right)^{1/2}$$

図のように、各周波数成分とも Sinuous モードであり、 $20\sim 40\text{Hz}$ と $40\sim 60\text{Hz}$ 成分が垂直剪断層上で特に大きな実効値を示す。図9は、各周波数成分の攪乱増幅を比較している。図(a)は実効値を、図(b)は実効値の自乗(すなわちエネルギー)の x 方向変化を示している。 100Hz 以下の周波数成分のいずれも増幅率はそれほど違いがなく、網の x 位置からわずか 15mm 下流の $x=50\text{mm}$ 付近で増幅がとまる。ストリーク間隔が 7.6mm (壁単位で 100)であることから、ストリーク間隔の 2 倍(壁単位で 200)しか増幅域が無い。その段階で実効値 u'/U_∞ はすでに 14% に達している。また、図(b)からわかるように、最大振幅に達するまでのエネルギー増幅は x に比例した代数的増幅であり、いわゆる過度増幅過程の特徴を表している。

このように、ストリークの崩壊に導く変動の増幅は線形ストリーク不安定による指数関数増幅ではなく代数的増幅であり、ストリーク間隔の 2 倍程度の距離で最大増幅を示したのち減衰過程に入る。また、増幅率の周波数依存性も顕著でない。従って、壁乱流中のストリークの崩壊においては、線形不安定性よりも過渡増幅機構が重要であり、攪乱として作用する乱流変動の強さや特徴がストリークの崩壊を強く支配することが示唆された。

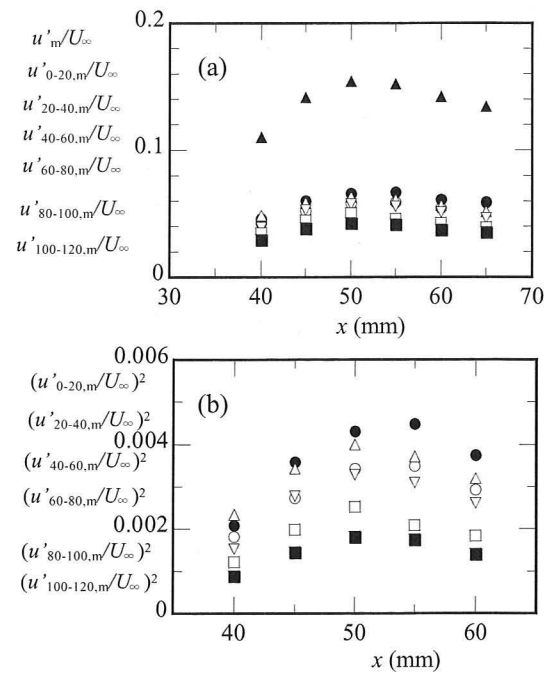


図9 低速ストリーク上の u 変動の発達。

○ $u'_{0-20,m}$, ● $u'_{20-40,m}$, △ $u'_{40-60,m}$, ▽ $u'_{60-80,m}$,
□ $u'_{80-100,m}$, ■ $u'_{100-120,m}$, ▲ u_m .

引用文献

- 1) Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W. and Kim, J. Fluid Mech. 332 (1997) 185-214.
- 2) Hamilton, J.M., Kim, J. and Waleffe, F. J. Fluid Mech. 287 (1995) 317-348.
- 3) Itano, T. and Toh, S. J. Phys. Soc. Japan 70, (2001) 703-716.
- 4) Kawahara, G. and Kida, S. J. Fluid Mech. 449 (2001) 291-300.
- 5) Jimenez, J. and Pinelli, A. J. Fluid Mech. 389 (1999) 335-359.
- 6) Asai, M., Minagawa, M. and Nishioka, M. J. Fluid Mech. 455 (2002) 289-314.
- 7) Konishi Y. and Asai M. Fluid Fyn. Res. 34 (2004) 299-315.
- 8) Jeong, J. and Hussain, F. J. Fluid Mech. 285 (1995) 69-94.
- 9) Brandt, L. and Henningson, D.S. J. Fluid Mech. 472 (2002) 239-261.
- 10) Schoppa, W. and Hussain, F. J. Fluid Mech. 453 (2002) 57-108.
- 11) 小西, 浅井, 大泉 日本機械学会論文集B 70-690 (2004) 319-324.