

No.3

主流中の点源攪乱による境界層遷移

益 田 重 明*, 柴 田 潔*

Boundary Layer Transition Caused by Point Disturbance in Free-Stream

Shigeaki MASUDA and Kiyoshi SHIBATA

Faculty of Science and Technology, Keio University

Response of a laminar boundary layer to an impulsive point disturbance in the free-stream has been examined. The ensemble average of hot-wire signal for a sufficiently high amplitude of initial perturbation showed the penetration of disturbance through the outer edge of the boundary layer causing a turbulent spot similar to that of the on-wall disturbance. Transient growth of perturbation energy was observed for initial amplitude below some threshold value.

Key Words : by-pass transition, free-stream disturbance, Blasius boundary layer, transient growth

1. まえがき

平板境界層では主流乱れ強さ Tu が 5 % 以上では乱流維持のための最小レイノルズ数と考えられる $Re_{\delta^*} \sim 490$ 程度で遷移が始まることが知られているが、5 % 以下では主流乱れ強さと遷移開始レイノルズ数の一般的関係は不明である。種々雑多な主流乱れに対する境界層の反応を調べる一つの方法として、性質の分かっている特定の攪乱を主流中に添加し、境界層内部への伝播・成長・崩壊の過程を個別に調べる方法がある。特に攪乱の成長を初期値・境界値問題として数値解析する手法が最近広く行われ、亜臨界域での非モード攪乱の線形成長や T-S 波を経ずにストリークや縦渦が生み出される機構など、従来の固有値解析には見られなかった重要な現象が説明されるようになっている⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。

本研究では、前縁下流の主流に添加されたパルスジェット型の攪乱が境界層外縁を通して境界層内部に伝播し乱流遷移を引き起こす過程を、攪乱強さをパラメータとして、初期値・境界値問題の視点から実験的に検討した。

2. 実験装置と方法

吸い込み式風洞に平板を設置し、主流速 $U_{\infty} = 4 \text{ m/s}$, 主流乱れ強さ $Tu = 0.5 \%$ において可視化および熱線計測を行った。攪乱は前縁からの距離 $x = 0.3 \text{ m}$ ($Re_{\delta^*} \sim 490$),

壁面からの距離 $y = 2\delta$ の位置に出口端を持つ内径 1.9 mm のパイプからのパルスジェットとして、スピーカーにステップ状の電圧を印可することによって駆動した。この印可電圧をトリガーとして 100 サイクル分のアンサンブル平均

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_i^N u_i(t) \quad (1)$$

を算出した。攪乱の強さは攪乱を与えた x 位置での境界層外縁における速度変動の最大値で定義し、スピーカー入力電圧を変えることによって主流速の 4 % ~ 16 % の範囲で変化させた。詳細については既報⁽⁴⁾を参照されたい。

3. 実験結果

3.1 攪乱の性質

スピーカーにステップ状の電圧を印可すると約 2 ms 後に壁面直角方向の速度 ($v < 0$) が急激に立ち上がり、約 6 ms 後にピークに達した後徐々に減少し、約 30 ms 後に零に復帰する。図 1 は攪乱導入位置 ($x = 0.3 \text{ m}$) における流速変化の $y-z$ 面の等値線である。境界層外縁付近 ($y = 5.5 \text{ mm}$) には境界層厚さ程度のスパン方向広がりを持った一つの低速領域があり、時間と共に壁面側に拡大するが、 0.6δ 付近では常に速度変化は見られず、さらに壁面側では加速領域が認められる。

図 2 は攪乱導入位置の境界層外縁付近における $\partial u /$

* 慶応大学

∂z の等値線である。これが渦度の y 方向成分を代表しているものと考えれば、攪乱源を挟んで対称に時計方向・反時計方向の垂直渦度成分が生じていると見なせるが、 $y=4.5\text{mm}$ (0.8δ) ではすでにかなり弱まり、これより壁面側ではこのスケールでは何も識別できない。つまり垂直渦度はシアアの弱い境界層外縁付近にのみ存在し、

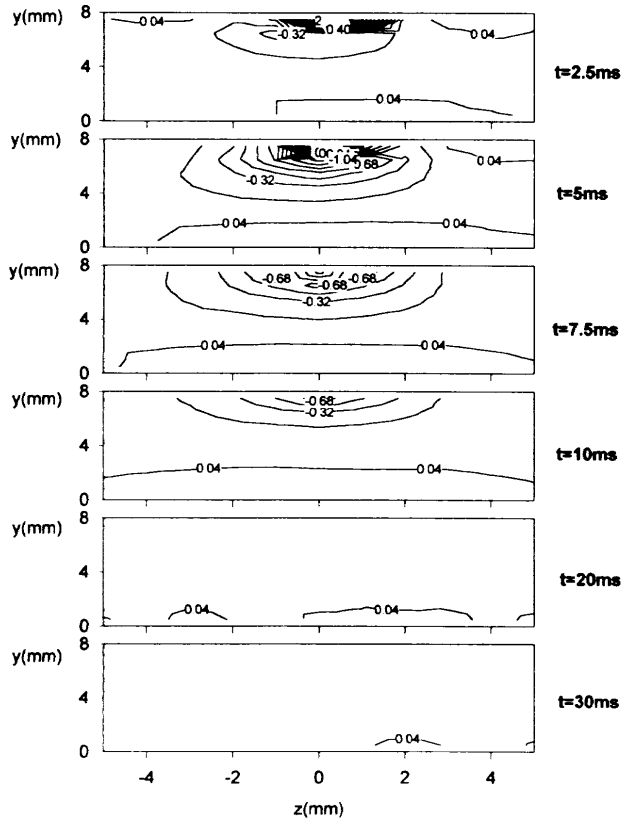


図1 攪乱導入位置 ($x=0.3\text{m}$) における流速変化の等値線、攪乱強さ $0.16 U_\infty$ 、等値線の間隔 0.18m/s

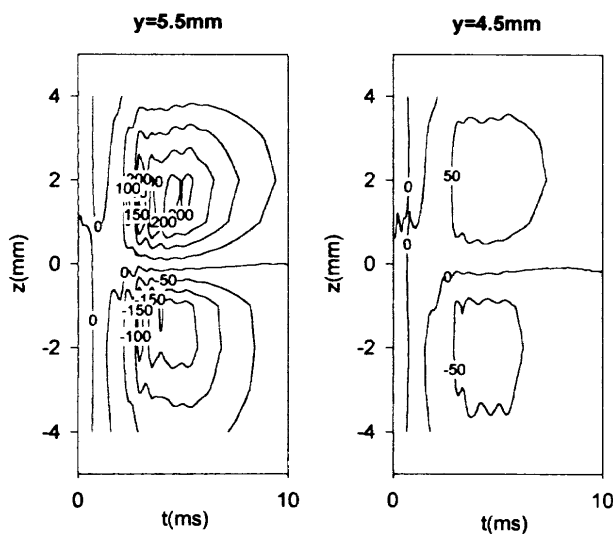


図2 攪乱導入位置 ($x=0.3\text{m}$) における $\partial u/\partial z$ の等値線、攪乱強さ $0.16 U_\infty$ 、等値線の間隔 50s^{-1}

渦糸の転向による縦渦生成のメカニズムは期待できないと思われる。

3.2 攪乱エネルギーの時間発展

図3は初期攪乱強さを変化させた場合の攪乱エネルギーの下流への変化である。ここで攪乱エネルギーは、変動速度成分のアンサンブル平均の運動エネルギー $\langle u \rangle^2/2$ を、攪乱が存在する (y, z, t) 領域全体 V にわたって積分し、

$$E(x) \equiv \frac{1}{2} \iiint_V \langle u \rangle^2 dy dz dt \quad (2)$$

と定義した。攪乱強さが $0.04 U_\infty$ の場合、一旦成長し初期エネルギー E_0 の約4.4倍に達した後減衰を開始するのに対して、 $0.16 U_\infty$ の場合には 10^4 倍に達しさらに成長を続けている。後で述べるように、流速変化の大きさは下流方向に高々2倍程度だが、速度変動の領域が空間的に拡大しており、結果的に全体のエネルギーが増加している。

Butler and Farrell⁽²⁾は線形攪乱の時間発展の数値解析から、 $Re_{\delta^*}=344$ (すべてのモードが安定) においても非モード攪乱の成長は可能であること、特にスパン方向にだけ周期性を持つ純三次元攪乱が最もエネルギーを獲得しやすいこと、その結果は実験でもしばしば観察される縦渦とストリークに帰結されること、攪乱エネルギーは一旦増大するが線形の枠内ではやがて減衰に転じること (transient growth) などを見出した。表1に、すべての線形攪乱の中で最も成長しやすいとされる攪乱 (Global optimal) および二次元攪乱の中では最も成長しやすいとされる攪乱 (Best 2-D optimal) の最大到達

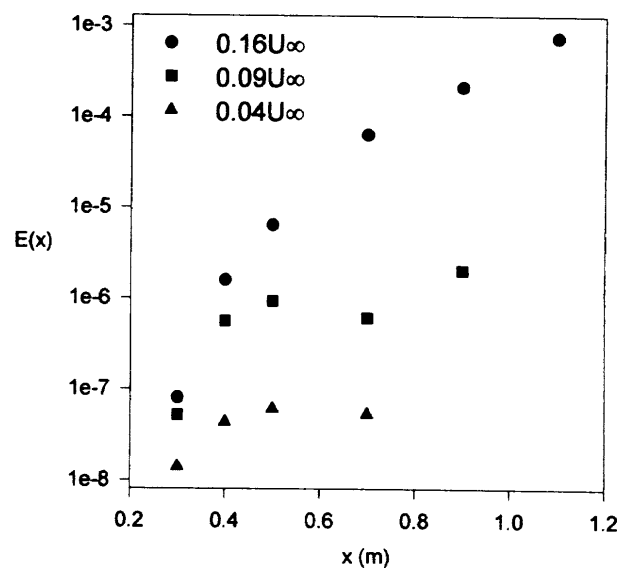


図3 攪乱エネルギーの変化

表1 最大エネルギー増幅率と到達時刻

Author	Re_{δ^*}	disturbance	growth type	$U_{\infty} t_{\max} / \delta^*$	E_{\max} / E_0
Butler-Farrell					
Global optimal	344 *	pure 3-D ($\alpha=0, \beta=0.65$)	transient	778	1514
Best 2-D optimal	344 *	pure 2-D ($\alpha=0.42, \beta=0$)	transient	45	28
Present					
$0.04U_{\infty}$	490 **	pulse jet	transient	30	4.4
$0.09U_{\infty}$	490 **	pulse jet	transient	30	21.8
$0.16U_{\infty}$	490 **	pulse jet	monotonous	—	—

* parallel flow assumption, ** displacement thickness at disturbance position

エネルギーとその時の無次元時刻を本実験の結果と比較した。その際、攪乱は後で述べるように $0.65U_{\infty}$ で移流するものとして流れ方向位置 x を時間 t に換算した。本実験のレイノルズ数はButler and Farrellのものより大きいし、攪乱のタイプも異なるから定量的比較は意味がないが、点源攪乱でも弱い場合にはtransient growthの性質を示すこと、強い場合には成長を続け、transient growthの性質を示さないことが分かる。

3.3 強い攪乱の場合の速度場

図4は攪乱強さ $0.16U_{\infty}$ の場合について、基礎流れからの流速変化を(a) $y-t$ 面、および(b) $z-t$ 面で見た

等値線である。 $y-t$ 面のスパン方向位置は攪乱源の位置($z=0$)、 $z-t$ 面の y 座標は流速変化が最も顕著に現れる $y=2.5\text{mm}$ を選んだ。可視化実験の結果、この攪乱強さの場合には壁面から攪乱を与えた場合と同様の乱流斑点が形成されることが確かめられている。また図3で示したように、この強さの攪乱の場合エネルギーは少なくとも測定した範囲では増大し続ける。

$y-t$ 面から明らかなように攪乱源直下($x=0.3\text{m}$)では攪乱自身と思われる外縁付近の減速領域と、これよりやや遅れてこれに誘起されて二次的に発生したと思われる壁面近傍の加速領域が認められ、下流域ではこれよりやや遅れて第二の加速領域が現れる($x=0.5\text{m}$)。この第

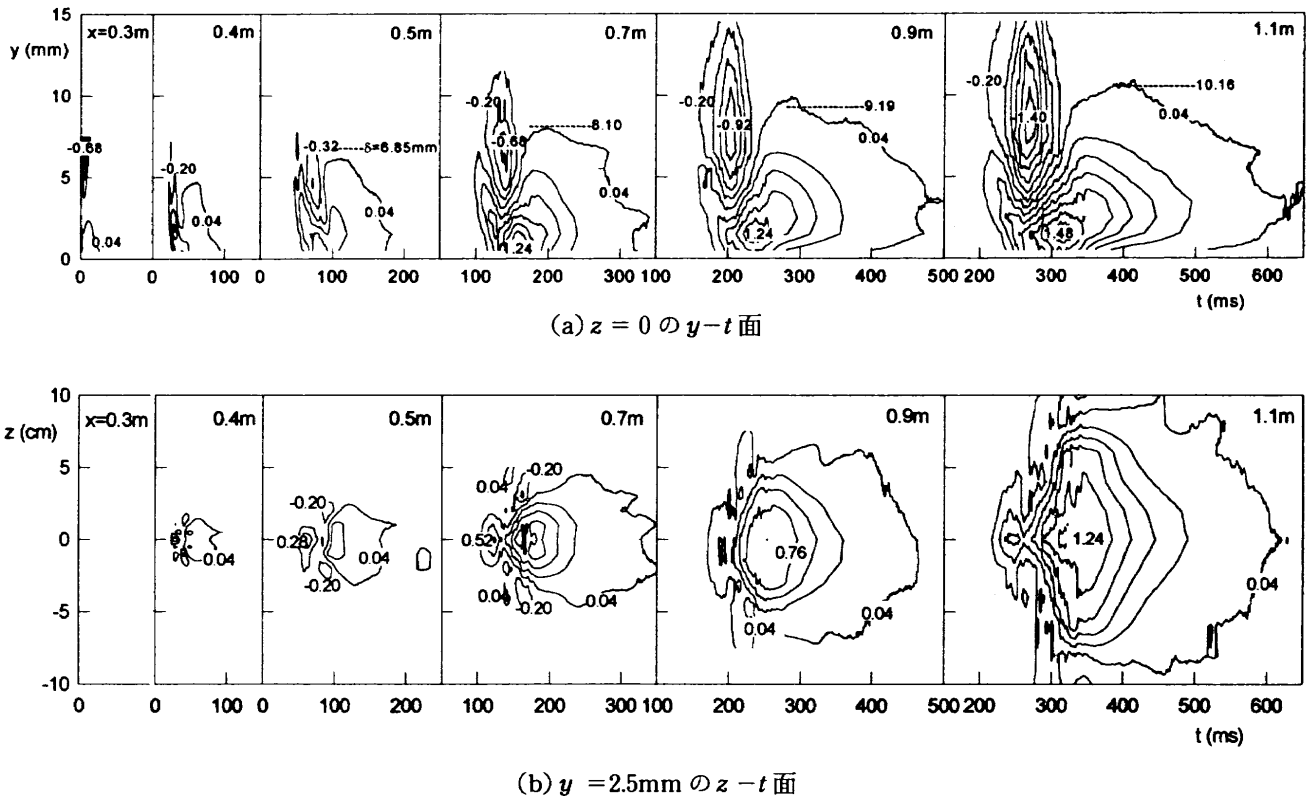


図4 基礎流れからの速度変化の等値線、攪乱強さ $0.16U_{\infty}$ 、等値線の間隔 0.24m/s 、

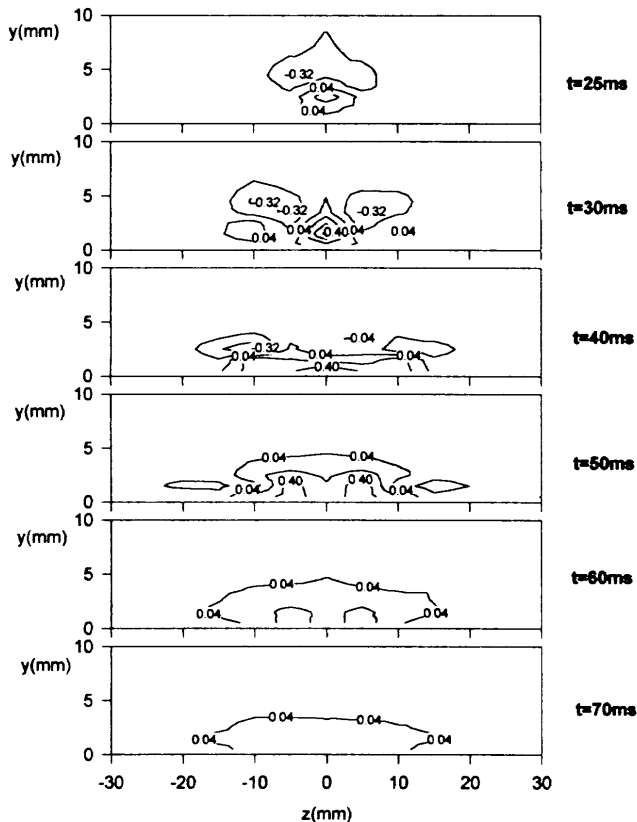


図5 基礎流れからの速度変化の y - z 面等値線, $x = 0.4\text{m}$, 攪乱強さ $0.16U_\infty$, 等値線の間隔 0.18m/s

二の加速領域は時間方向にも空間方向にも領域を拡大して行く。この領域の高さとスパン方向の広がりほぼ局所の境界層厚さ程度である。一方、攪乱自身と思われる減速領域は、図4(b)では構造の中心($z=0$)からスパン方向に離れた位置に対称に現れており、図4(a)と合わせて考えるとこの減速領域はアーチ状になっているものと思われる。

図5は $x=0.4\text{m}$ の位置における y - z 面の流速変化の等値線である。主流から降下してきた攪乱による減速領域は、最初はその下部に誘起される加速領域を跨ぐように存在するが($t=25\text{ms}$)、直ちに左右に分離し(30ms)、中間に新たな加速領域が現れ(40ms)、その後減衰して攪乱到達以前の状態に復帰する。

図4(a)で減速領域の下部にやや遅れて位置する最大流速の点を構造の中心点とみなし、その位置を時間に対してプロットすると図6のようになる。攪乱は与えられた直後からほぼ主流速度 U_∞ の65%程度の一定速度で移流していることが分かる。この流速はこの y 位置での基礎流れの局所流速 $U(y)$ の約2倍に相当し、攪乱により歪められた局所流速と同程度の大きさとなっている。

3.4 攪乱の時間発展

Orr (1907) が時・空間的に局在する攪乱の時間発展

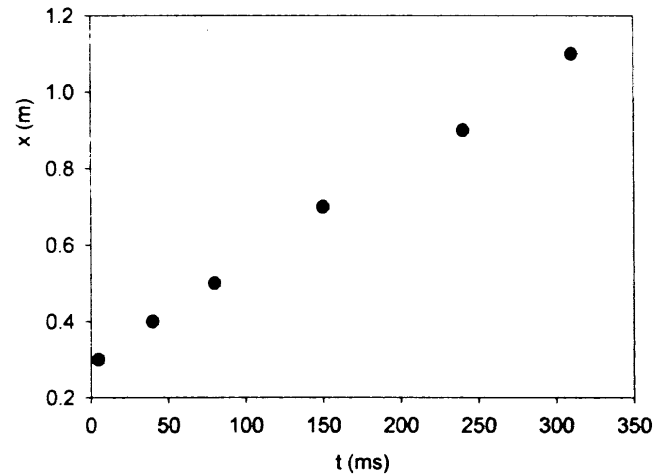


図6 速度変化のピーク位置の時間変化

の非粘性解析により、孤立スペクトルの他に連続スペクトルが現れることを示して以来、乱流遷移との関係について研究が行われてきた⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾。そして三次元攪乱は一般に“dispersive wave part”と呼ばれる孤立スペクトル成分と、“convective part”と呼ばれる連続スペクトル成分から合成されており、後者は局所平均流速で移流しながら過渡的に成長し(transient growth)、やがて減衰すること⁽¹⁾、初期攪乱が強い場合には“convective part”が、逆に弱い場合には“dispersive wave part”が遷移にとって重要であること⁽⁶⁾⁽⁷⁾などが次々に明らかにされつつある。

こうした背景を念頭に置いて本実験結果を見直すと、dispersive wave partの兆候はどの強さの攪乱に対しても認められないこと、攪乱が局所流速で移流し、弱い場合にはtransient growthの兆候を示すことなどから、本実験で扱われた遷移においてはconvective partが支配的であるものと推測できる。強い攪乱の場合には攪乱が基礎流れを大きく歪め、早い時期から非線形段階に達しているものと考えられる。

なお、弱い攪乱の場合の速度場には強い攪乱とは違った、“dispersive wave packet”と思われるパターンが見られたが、風洞壁や熱線ロープの微弱な振動の疑いもあり、攪乱の再現性についても改良を加えた上で改めて計測を実施する計画である。

4. まとめ

本研究で明らかになった点を要約すると以下の通りである。

- 1) 前縁下流の主流中に加えられたパルスジェット型の攪乱により、直下の壁面近傍に加速領域が形成され、攪乱が強い場合には下流で、壁面上の点源攪乱の場合と基本的に同様の乱流斑点へと成長することが分かった。
- 2) この時、攪乱は歪められた基礎流れの局所平均流速

で移流すること、変動のエネルギーは初期値の 10^4 倍に達した後もなお成長を続け、transient growth の兆候は認められなかった。

3) 初期攪乱が弱い場合にも境界層内部の速度変動のエネルギーは一旦増大するが、途中から減衰に転じ乱流斑点には至らなかった。

5. 文 献

- (1) Gustavsson, L. H., J. Fluid Mech., **224**(1991), 241–260.
- (2) Butler and Farrell, Phys. Fluids A, 4-8 (1992),

1637–1650.

- (3) Henningson, D. S. et al., J. Fluid Mech., **250** (1993), 169–207.
- (4) 濱田ほか, 第28回乱流シンポジウム講演論文集 (1996), 97–98.
- (5) DiPrima, R. C. and Habetler, G. J., Arch. Rat. Mech. Anal., **32** (1969), 218.
- (6) Breuer, K. S. and Haritonidis, J. H., J. Fluid Mech., **220** (1990), 569–594.
- (7) Breuer, K. S. and Landahl, M. T., J. Fluid Mech., **220** (1990), 595–621.

