VITA 法による順圧力こう配下のバーストの検出*

三 栖 功^{*1}, 齋 田 暢 三^{*1}Detection of Bursts in a Favorable Pressure Gradient
with the VITA Technique

Isao MISU and Nobumi SAIDA

The variable-interval time averaging (VITA) technique is applied to detect bursts in the turbulent boundary layer at favorable pressure gradients generated by a two-dimensional asymmetric contraction. Three averaging periods based on (1) the Eulerian micro-time scale, (2) the inner time scale and (3) the outer time scale are used to obtain conditionally averaged streamwise velocities with the VITA technique. The first of these scales is derived from the auto-correlation of the streamwise-fluctuating velocity component, and the second and third scales are obtained from the inner and the outer variables of boundary layers, respectively. Results of experiments show that when the Eulerian micro-time scale at $Y^+=15$ is used as the averaging period in the VITA technique, the conditional averages at $Y^+=15$ are similar and independent of the pressure gradient. On the other hand, when the averaging periods based on the inner or the outer time scales are used, the conditional averages become irregular as the pressure gradient decreases.

Key Words: Boundary Layer, Turbulence, Burst, VITA Technique, Averaging Period, Eulerian Micro-Time Scale

1. 緒 言

乱流境界層の組織構造を定量的に把握するため、各種の条件付抽出法や平均法が流れの変動量に対して適用され、乱れの生成と密接に関係するバーストの時空間的特徴が徐々に明らかにされてきた。条件付抽出法の中で多く利用されてきたものは可変時間間隔平均法(VITA)である。これは Gupta ら(1971)⁽¹⁾により提案され Blackwelder(1976)⁽²⁾により初めてバーストの検出に用いられた。この方法に含まれる2個の任意パラメータ(平均化時間としきい値)の適切な決定法は現在まだ示されていないが、圧力こう配のない流れに対してはこれらのおおよその値は過去の多くの研究から知ることができる。また順圧力こう配下の流れにおけるこれらの値について、三栖ら⁽³⁾が検討している。本論文は既報⁽³⁾の続編であり、特に順圧力こう配下の流れに VITA 法を適用する場合の平均化時間について実験的に調べたものである。強く加速した平面壁上の乱流境界層を対象流として取り上げ、そのパフ領域($Y^+=15$)に固定した I 形熱線からの出力信号に対

して VITA 法を適用した。オイラーのマイクロ時間、内部時間、外部時間に基づいた平均化時間を用いて得られた集合平均波形の相似性について検討した結果、順圧力こう配下のバーストに関する時間スケールとしてオイラーのマイクロ時間を用いることによって、相似性のよりよい集合平均波形が得られることを明らかにした。なお使用したデータはすべて既報⁽³⁾で用いたものと同一である。

記 号

 d_0 : 出口高さ(=25 mm) k : VITA 法のしきい値 p : 静圧 Re : 出口におけるレイノルズ数 $= d_0 U_0 / \nu$ t : 時間 U_∞ : 境界層外縁の速度 U_0 : 出口速度 u : 主流方向の変動速度 u' : 主流方向の変動速度の rms 値 u_τ : 摩擦速度 $= (\tau_w / \rho)^{1/2}$ x, y : 直角座標 Y^+ : 壁座標 $= y u_\tau / \nu$ Δp : 圧力こう配パラメータ $= (\nu / \rho u^3) \cdot (dp/dx)$

* 原稿受付 平成5年5月14日。

*¹ 正員, 青山学院大学理工学部 (〒157 東京都世田谷区千歳台 6-16-1)。

- δ : 境界層の厚さ
 ν : 空気動粘性係数
 ρ : 空気密度
 τ_k, τ_e : オイラーのマイクロ時間スケール
 τ_w : 壁面せん断応力

2. VITA 法

平均化時間を T とし、時刻 t における変動速度成分 $u(t)$ の局所分散 $\text{var}(t, T)$ は次式で定義される。

$$\text{var}(t, T) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u^2(s) ds - \left[\frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u(s) ds \right]^2$$

VITA 法は局所分散が長時間分散の k 倍を超えたときその時間間隔内にバーストが存在していたと判定するものである。Chen ら⁽⁴⁾ はバースティング現象のより重要な局面は加速時であることを報告している。本研究では以下の検出基準を用いることにする。

$$\begin{aligned} \text{var}(t, T) &> k \cdot u^2 \\ du/dt &> 0 \end{aligned}$$

平均化時間 T は変動量に対して $1/(2T)$ 以下の周波数を通過する一種の数値的なローパスフィルタに相当することから、 T の選択は注意深く行わなければならない。Johansson ら⁽⁵⁾ は正弦波と三角波について最大の分散を得る T を検討したが実際の速度変動波形に適用できる一般的な結果は得られていない。

従来、平均化時間 T についての議論は内部時間スケール (ν/u^2) や外部時間スケール (δ/U_∞) を基礎にした無次元時間について行われてきた。さらに Alfredsson ら⁽⁶⁾ はチャンネル流について近似的に定義した乱れエネルギーの散逸率を用いて Kolmogorov の時間スケールと類似する混合時間スケール (内部と外部時間スケールの幾何平均に等しい) を提案し、議論している。これらの議論で対象としている流れはすべて主流方向に圧力こう配がない平衡乱流境界層である。この場合一定せん断層の存在を仮定することができるので、壁近傍流れに対する時間スケールを流体の性質を表す動粘性係数と流れの時間平均特性量 (例えば摩擦速度、散逸エネルギー) から導出していることは適切であると思われる。しかし乱れエネルギーの生成とその散逸が平衡状態にない、一定せん断層が存在しない強い順圧力こう配下の乱流境界層流については流れを代表する時間スケールを構成する物理量として摩擦速度を採用することは不適当であると考え、そこで本論文では非平衡流に対する時間スケールとしてオイラーのマイクロ時間 τ_e を採用することを試みた。著者ら

は最大エントロピー法 (MEM)⁽⁷⁾ を用いて算出した自己相関係数から τ_e を求めた。 τ_e は変動速度の最も急な変化を表す時間であると同時に測定点を通る乱れの平均対流速度や乱れの構造と密接に関係する量でもある。しかも τ_e は I 形熱線の出力から容易に求められる流れの特性時間である。

著者らは既報⁽³⁾ で強い順圧力こう配下の乱流境界層のバーストの放出過程と掃引過程に U-レベル法を適用する CUL 法により、 $Y^+=15$ における τ_e とバーストの平均発生時間間隔 $\bar{T}_B$ の比が圧力こう配によらず一定値 ($\tau_e/\bar{T}_B \approx 0.1$) になることを示した。これは τ_e はバーストを時間的に検討するうえでの基準値の一つになることを示唆するものであり、VITA 平均化時間の τ_e を基準とする選択は適切な方法であると考え、以下は VITA 法のしきい値 k を 0.65 に選び、3 種類の平均化時間 T を用いて得た結果である。ここで $k=0.65$ は CUL 法によるバースト検出時刻と $T=\tau_e$ とした VITA 法による検出時刻の対応が相対的によく、さらにその検出数がより多く得られた場合 (CUL 法で得られた数の約 1/3) に対応する。

3. 実験装置および方法

既報の記述内容を要約する。長さ 1700 mm の試験風路は二次元風洞の縮流筒の下流に取付けられ、これは平行風路 (断面 500 mm×125 mm, 長さ 1100 mm) と試験用縮流筒 (収縮比 5, 出口断面 500 mm×25 mm, 長さ 600 mm) から成っている。加速開始位置において発達した乱流境界層を得るために、平面壁前縁の下流に平均直径 3.7 mm の小石を張り付けた。境界層内の流速の測定には直径 5 μm , 長さ 1.1 mm のタングステン I 形熱線を使用した。定温度形熱線流速計 (ハヤカワ測研, Model HC-30) からの出力信号は Low-pass filter を通過後一定電圧を差引き、残りの信号電圧はサンプリング周波数 5 kHz でデジタル化される。データの収集時間は 30 s である。バースト検出のため熱線は $Y^+=15$ の位置に固定した。すべての実験は縮流筒出口において、 $Re=3.5 \times 10^4$ の下で行い、摩擦速度は壁面近傍の平均速度分布の傾斜から決定した。

4. 実験結果

4.1 圧力こう配パラメータと主流速度 図 1 に平面壁に沿う圧力こう配パラメータ Δ_p と主流速度 U_∞/U_0 の変化を示す。 Δ_p は流れ方向の無次元圧力こう配である。従来の研究 (例えば Patel ら⁽⁸⁾, Misu⁽⁹⁾) によれば、乱流境界層から層流境界層へ逆遷移を開始

する基準値は $\Delta p \approx -0.0235$ である。本実験での逆遷移開始位置は $x/d_0 \approx 13$ である。

4.2 オイラーのマイクロ時間 図2に各測定断面内のオイラーのマイクロ時間 τ_E の分布を示す。縦軸は各測定位置に対する τ_E の原点をそれぞれ下方へ1 ms ずつずらして表した時間であり、また横軸は壁座標 Y^+ で表した壁面からの距離である。オイラーのマイクロ時間 τ_E は圧力こう配の大きさにかかわらず $Y^+ = 10 \sim 15$ の領域で最大になり、 Y^+ の増大に伴い減少し対数速度分布領域ではほぼ一定値になることがわかる。乱流境界層のパuff領域はバースティング現象や乱れの生成に関して中心的な役割を演じる場である。そのような場において τ_E が最大値をとることから、 τ_E とバースティング現象の時間スケールの間には互いに強い関係が存在するものと推測される。

4.3 時間スケールと平均化時間 乱流境界層の時間スケールとして内部(粘性)時間 (ν/u_τ^2) 、外部時間 (δ/U_∞) と $Y^+ = 15$ におけるオイラーのマイクロ時間 τ_E を選び、それらの変化を図3に示す。圧力こう配の小さい領域では3種類の時間スケールはそれぞれ一定値をとる。しかし (ν/u_τ^2) や (δ/U_∞) は、 $x/d_0 \approx 10$ から出

口位置 ($x/d_0 = 24$) まで単調に減少し、 τ_E は $x/d_0 \approx 17$ から減少し $x/d_0 = 22$ で最小になったのち増加する。このように圧力こう配が小さい限り、それぞれの時間スケールの間には一定の倍数関係が成り立つ。すなわち同一の流れに対してある1種類の時間スケールに基づく平均化時間が決定できれば、他の時間スケールに基づく平均化時間も決定できることを意味している。 $x/d_0 < 8$ に対して上記の3種類の時間スケールの関係を求めると、次のようになった。

$$\tau_E \approx 10(\nu/u_\tau^2) \approx 0.43(\delta/U_\infty)$$

これらの関係は境界層のレイノルズ数により変化するものと思われるが、本実験では確認していない。

次に順圧力こう配下にある各測定位置における τ_E 、 ν/u_τ^2 、 δ/U_∞ の関係を見るためにそれらの比 $(10 \cdot \nu/u_\tau^2)/\tau_E$ 、 $(0.43 \cdot \delta/U_\infty)/\tau_E$ を図4に示す。両者は $x/d_0 < 20$ の領域において一つの曲線に乗ることがわかる。このことは $x/d_0 < 20$ の領域において、内部時間と外部時間の比がほぼ同じであることを示している。したがってこの領域において平均化時間 T を $10 \cdot \nu/u_\tau^2$ または $0.43 \cdot \delta/U_\infty$ としてバーストの検出を行うと、ほぼ等しい検出結果が得られることになる。他方、平均化時間としてオイラーのマイクロ時間を用いた場合、得られるバースト検出結果は前二者とまったく異なると思われる。

本論文では3種類の平均化時間を採用する。

図1 圧力こう配パラメータと主流速度の変化

図2 オイラーのマイクロ時間分布

図3 時間スケールの変化

図4 時間スケールの比

すなわち

$$(a) \quad T = \tau_e$$

$$(b) \quad T = 10 \cdot \nu / u_\tau^2$$

$$(c) \quad T = 0.43 \cdot \delta / U_\infty$$

である。

これら(a)～(c)に含まれる時間スケールは順圧力こう配の影響により大きく変化するので、例えば $x/d_0 > 12$ の領域で、平均化時間として(b), (c)を用いると(a)を用いた場合より短時間で得られる局所分散値によりバーストを検出することになる。その結果(a)により検出された事象は(b), (c)を用いて得られたものより速度変動の緩慢な事象に対応することになるだろう。したがって、平均化時間が異なればまったく異なった事象を検出することもあり得る。特に順圧力こう配の流れにおいては基準となる時間スケールが大きく変化するために、どの時間スケールを基準にして平均化時間を定めるべきかは VITA 法を用いてバーストを検出する際の重要な先決事項である。

4.4 バースト時の検出集合平均波形 図5は3種類の平均化時間(a)～(c)を用いて得られたバーストの平均集合平均波形である。横軸は実時間 t を壁からの無次元距離 $Y^+ = 15$ における τ_e の値 τ_e , ν / u_τ^2 および δ / U_∞ で無次元化し、縦軸は変動速度の集合平均 $\langle u \rangle$ を $(k \cdot u^2)^{1/2}$ で無次元化した。平均化時間の違いによる集合平均波形の変化を見るために、平均化時間が異なれば検出総数も変化することを考慮して、 $x/d_0 = 2, 8, 12, 15.2$ に対しては 100 事象、 $x/d_0 = 17.6$ に対しては 30 事象についての平均波形を示している。表1はデータ収集時間 30 s 当たりのバースト総検出数である。

既報において、可視化実験との対応がよい修正 U-レベル法と同様な性質を有する CUL 法を用いて得たバーストの集合平均波形が、順圧力こう配の大きさにかかわらず時間的にほぼ相似になることを指摘した。この点に着目して3種類の平均化時間を用いて得られた集合平均波形に基づいて VITA 法に対する時間スケールの違いによる波形の変化を検討する。

$x/d_0 = 2, 8$ において検出されたバースト波形の集合平均は3種類の時間スケールに対して検出時刻を中心としてほぼ相似である。これら両位置における3種類の時間スケールはそれぞれほぼ等しいので、集合平均波形の表示時間はほぼ同一である。しかし圧力こう配が負に大きくなるにつれて、平均化時間(b), (c)に対する集合平均波形の相似性は低下し、特に $x/d_0 = 17.6$ においては顕著である。

他方、オイラーのマイクロ時間を平均化時間および波形表示の時間単位として採用すると、 $x/d_0 = 17.6$ の

場合も含めて得られた集合平均波形は圧力こう配によらず相似になり、前述した既報の結果と合致する。このことは VITA 法の平均化時間としてオイラーのマイクロ時間基準(a)が他の二者に比べ優れていることを示唆するものである。

4.5 バーストの平均発生周波数 図6は3種類の平均化時間を用いて得たバーストの平均発生周波数 f を内部時間で無次元化して表したものである。周波数は熱線長さに関する補正⁽¹⁰⁾を行っていない。平均化時間(a), (b), (c)に対する $f \cdot \nu / u_\tau^2$ は下流へ進む

表1 30 s 当たりのバースト検出数

	(a)	(b)	(c)
x/d_0	Number of bursts / 30 s		
2	351	351	262
8	299	299	284
12	292	124	223
15.2	233	103	164
17.6	308	31	31

図5 $Y^+ = 15$ における集合平均波形,
($x/d_0 = 2$: —, $x/d_0 = 8$: --, $x/d_0 = 12$: - · -, $x/d_0 = 15.2$: ---, $x/d_0 = 17.6$: ····)

図 6 内部時間による平均無次元バースト周波数

と、すなわち圧力こう配パラメータ Δp が減少するとともに減少する傾向がある。この減少傾向は f それ自身の減少のほかに (1) Δp が減少すると前述したように内部時間が極端に減少するために現れた結果であると考えられる。さらに平均化時間 (b), (c) を用いた場合について考えられる別の減少原因は、(2) Δp の減少に伴う内部および外部時間スケールの大幅な減少による実平均化時間 T の減少である。すなわち過小な T を用いたことにより過小な局所分散を生じたことが原因である。したがって VITA 法により順圧力こう配下でバーストを検出しようとする場合、内部時間 (あるいは外部時間) を基準とする平均化時間の選択に当たっては十分な注意を払う必要があると考える。さて、強い順圧力こう配下のバースティングに関する従来の研究として、Kline ら⁽¹¹⁾ の可視化実験を挙げることができる。彼らは可視化実験から乱流境界層の逆遷移開始位置においてバーストの発生が終了することを述べている。本実験では平均化時間 (a), (b) を用いたとき、逆遷移開始位置 ($x/d_0=13$) よりはるか下流位置の $x/d_0=18$ において初めて $f \cdot \nu / u_\tau^2$ が零となり、上記の原因 (2) によるものであると思われる。また平均化時間 (a) を用いると全測定範囲において $f \cdot \nu / u_\tau^2$ は零にならなかった。

図 7 は平均化時間 (a), (b) を用いて得たバースト平均発生周波数とオイラーのマイクロ時間 τ_e の積である。平均化時間 (a) を用いた場合、ばらつきはあるがその積は全測定位置でほぼ一定である。 $f \cdot \tau_e$ の傾向は既報において示した CUL 法による結果 ($\tau_e / \bar{T}_B \approx 0.1$, $\bar{T}_B$ はバーストの平均発生時間間隔 $= 1/f$) と一致しているが、 $f \cdot \tau_e$ の値は約 1/3 である。すなわち平均化時間としてオイラーのマイクロ時間を用いた VITA 法 ($k=0.65$) によるバーストの検出個数は CUL 法の場合の約 1/3 である。この差異は使用した検出方法の性質の違いによるものと思われる。

5. 結 言

本研究のおもな結果をまとめると、次のとおりであ

図 7 オイラーのマイクロ時間と平均バースト周波数の積 $f \cdot \tau_e$

る。

(1) 強い順圧力こう配下のバースト現象に関する時間スケールとしてオイラーのマイクロ時間は有効であり、内部(粘性)時間や外部時間スケールは不適切である。

(2) オイラーのマイクロ時間はバッファ領域で最大値をとり、また $Y^+=15$ におけるオイラーのマイクロ時間は逆遷移開始点直後まで一定である。

(3) 強い順圧力こう配下の乱流境界層において、内部時間と外部時間の比はほぼ一定である。

(4) VITA 法の平均化時間としてオイラーのマイクロ時間を用いて得られるバーストの集合波形は、内部あるいは外部時間スケールに基づく平均化時間を用いて得られる波形より優れた相似性を示す。

(5) 圧力こう配のない流れにおいては、どの時間スケールに基づいた平均化時間を用いても、得られるバーストの検出数や集合平均波形はほぼ同じである。

(6) オイラーのマイクロ時間を用いた VITA 法により得られたバーストの平均発生周波数とオイラーのマイクロ時間の積は圧力こう配によらず一定である。

文 献

- (1) Gupta, A. K., Laufer, J. and Kaplan, R. E. *J. Fluid Mech.*, **50** (1971), 493.
- (2) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, **76** (1976), 89.
- (3) 三栖・斎田・古川, 機論, **58-556**, B (1992), 3590.
- (4) Chen, C. H. P. and Blackwelder, R. F., *J. Fluid Mech.*, **89** (1978), 1.
- (5) Johansson, A. V. and Alfredsson, P. H., *J. Fluid Mech.*, **122** (1982), 295.
- (6) Alfredsson, P. H. and Johansson, A. V., *Phys. Fluids*, **27** (1984), 1974.
- (7) 日野, スペクトル解析, (1977), 210, 朝倉書店.
- (8) Patel, V. C. and Head, M. R., *J. Fluid Mech.*, **34** (1968), 371.
- (9) Misu, I., *Theoret. Appl. Mech.*, **36** (1988), 81.
- (10) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, **132** (1983), 87.
- (11) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W., *J. Fluid Mech.*, **30** (1967), 741.