乱流の組織構造と熱輸送*

長野靖尚^{*1}, 菱田幹雄^{*2}, 田川正人^{*1}Coherent Motions and Their Role in the Turbulent
Transport Process of Heat

Yasutaka NAGANO, Mikio HISHIDA, and Masato TAGAWA

An objective method for the recognition and description of coherent structures is developed and applied to identify the role of coherent motions in the turbulent heat transport process in a pipe. Four distinct patterns are recognized in the sequence of coherent motions near the wall. These four basic flow patterns have their own characteristic eddy structures and reflect the succession of stages that might occur in the evolution of coherent motions. Also these recognized patterns can delineate the mechanistic picture of turbulent heat transport in the wall region. Among other things, the important finding is that the outflowing low-momentum wall-region fluid organizing strong eddy motions with the incoming higher-momentum fluid from regions away from the wall is the principal contributor to the turbulent exchange process of heat. The other types of ejections are not necessarily important in turbulent heat transfer.

Key Words: Convective Heat Transfer, Turbulence, Pipe Flow, Coherent Structure, Turbulent Heat Flux, Conditional Sampling

1. 緒 言

壁面乱流の運動量輸送が、壁面近傍における準秩序的運動(組織構造)ではほぼ支配されていることは、最近広く認識されている^{(1)~(4)}、一方、乱流伝熱は一般に伝熱面近傍の流動に支配されるから、乱流伝熱の性格もこの秩序運動で定まると考えられる。しかし、管内流や境界層流れという最も基本的な流動に限っても、組織構造と熱輸送の関連についてはまだ未解明のことが多く、現在は実験結果を蓄積する段階にある。

著者らは独自の測定法を開発して^{(5)~(7)}、伝熱面近傍の流動と熱輸送の関連を種々の角度から調べてきた^{(8)~(10)}。その結果、乱流エネルギー、温度乱れの分散、レイノルズ応力および乱流熱流束の生成と消滅に、伝熱面近傍の秩序運動が重要な役割を果たしていることを明らかにした。しかし、組織構造に関連して熱輸送がいかに生ずるのかについてはまだ不明であった。Subramanian ら⁽¹¹⁾も組織構造と熱輸送の関連を調べているが、今まで提案されているいろいろな条件付サンプリング法によって結果がいかに変わるかを求める

のが主目的であって、乱流伝熱機構に関して著者らが得た以上のものは見い出していない。また乱流伝熱に最も重要な底層領域も測定していない。底層領域の伝熱機構に着目するために、入谷ら⁽¹²⁾⁽¹³⁾は感温液晶を用いて非定常な壁温変動を調べ、熱輸送が組織構造の素要素ともいえる主流方向に軸をもつ縦渦と密接に関連していることを明らかにしている。

本研究は、これまでのこれらの研究で解明されていない乱流の組織構造と伝熱の関連の中で、伝熱面近傍の秩序運動の基本パターンを抽出することと、抽出した基本秩序運動によって熱がいかに輸送され散逸するかを明らかにすることに主眼を置いたものである。したがって本研究では、先の条件付サンプリングと条件付平均の手法⁽⁹⁾をさらに発展させるとともに、前述の研究目的に合うように、組織構造の認識と記述に客観性をもたせる新しい試みを行っている。

2. 記 号

 q : 乱流熱流束ベクトル r_0 : 伝熱管の半径 t, t^* : 温度乱れおよび摩擦温度 u : 変動速度ベクトル u, v : x, y 方向の速度乱れ

* 昭和61年5月27日 第23回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和61年9月16日。

^{*1} 正員、名古屋工業大学(〒466 名古屋市昭和区御器所町)。

^{*2} 正員、中部大学(〒487 春日井市松本町1200)。

u_* : 摩擦速度
 x, y : 軸方向および壁面より半径方向の座標
 x^+, y^+ : 無次元距離 $= u_* x / \nu, u_* y / \nu$
 δ^* : 排除厚さ
 ν : 動粘性係数
 τ, τ' : 時間
 $(\quad)$: 全時間平均値
 $\langle \quad \rangle$: 条件付平均値
 $(\quad)$: 移動平均値からの変動分

3. 実験装置および実験方法

実験装置は既報⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾と同じもので、内径 45.68 mm の壁温一定 (100.3°C) の伝熱管内の空気流で、伝熱管入口におけるレイノルズ数 $Re(=2r_0 \bar{U}_0 / \nu) = 4 \times 10^4$ について実験を行った。測定位置における速度場と温度場はともに完全に発達しきっている。中心速度と中心温度は $\bar{U}_c = 17.2$ m/s および $\bar{T}_c = 41.2$ °C、また排除厚さと運動量厚さはそれぞれ $\delta^* = 2.23$ mm, $\theta = 1.22$ mm で、運動量厚さのレイノルズ数は $Re_\theta(= \bar{U}_c \theta / \nu) = 1032$ である。2方向の速度乱れ u, v と温度乱れ t は V-I 形熱線⁽⁶⁾⁽¹⁶⁾に抵抗線 ($\phi 3 \mu\text{m}$) を組合せて⁽⁵⁾測定した。データは A-D 変換 (TEAC DR-2000) して大形計算機 (FACOM M-382) により条件付サンプリングと条件付平均を行った。データのサンプリング周波数は 32 kHz、データ長は測定位置一点につき 65 536 個である。なお測定回路で発生するわずかな位相遅れも、信号をフーリエ変換し、それぞれのフーリエ成分に回路の伝達関数で定まる位相のずれを補正した後に、逆フーリエ変換することによりすべて取り除いた。

4. 秩序運動の認識と記述

組織構造を客観的に認識し表現するために、条件付サンプリングの“条件”の課し方は以下の手順を経て定めた。まず組織構造の流動形態は $u-v$ 平面の各象限に対応して分類した (四象限分類法)⁽⁴⁾⁽⁹⁾⁽¹⁷⁾、すなわち、

図1 トラジェクトリーの重要性 ($y^+ = 7.57$)

- [1] $u > 0, v > 0$: 外向きインタクション
- [2] $u < 0, v > 0$: エジェクション
- [3] $u < 0, v < 0$: 壁向きインタクション
- [4] $u > 0, v < 0$: スイープ

とする。組織構造の検出関数には瞬時のレイノルズ応力 $uv(\tau)$ を用い、 $|uv| \geq H \sqrt{u^2} \sqrt{v^2}$ となるか否かで現象を識別した。ここで H はしきい値である。また組織構造の認識の精度を高めるために、各乱流諸量に対しては短時間平均値 (移動平均値) まわりの変動分⁽⁹⁾について調べた。

乱流運動は連続的であるから、もし秩序運動が存在すれば、 $u-v$ 平面上のトラジェクトリーには規則性が存在するはずである。可視化によると、組織構造にはいろいろな発達過程があるので、 $u-v$ 平面上のすべてのトラジェクトリーを調べる必要がある。そこで、最初に特定の象限変化に着目して、種々の振幅におけるそのパターンの出現度数を調べた。その一例を図1に示す。この例からは、トラジェクトリーが [4] - [2] - [1] より圧倒的に [4] - [1] - [2] の道筋をとることが明らかとなる。ただし、度数の比較だけでは一般には乱流伝熱への寄与に関するそのトラジェクトリーの重要性は記述できない。しかし、大振幅変動 (H が大) を併うトラジェクトリーの出現度数の大小が $H = 0$ における度数の大小と密接に関連していることと、大振幅変動は速度場と温度場との相関が強く、乱流伝熱への寄与も大きいことがわかっている⁽⁹⁾⁽¹⁵⁾、 $H = 0$ の度数の比較だけでトラジェクトリーの重要性は正しく評価できる。そこで次にこの象限変化の道筋を、すべての組合せについて調べた。図2は緩和層におけるその一例である。図2中の数字は $H = 0$ の度数を示している。例えば、[4] - [1] と変化した 717 個の

図2 象限変化の規則性 ($y^+ = 7.57$)

うち、次いで[1]-[2]と変化するものは502個、[1]-[3]および[1]-[4]と変化するものはそれぞれ7個と208個であることを示している。また、[2]-[3]と変化した780個の内[3]-[4]と変化するものは537個、[3]-[1]および[3]-[2]と変化するものはそれぞれ7個と236個である。運動が全く無秩序であれば、あるトラジェクトリーの出現度数がこんなに極めて大になることはない。対数領域、乱流コア部についても図2と同様の結果を得た。また、[4]-[1]-[2]-[3]のように任意の四つの象限変化を単位として出現度数を調べたもの、あるいはさらに五つの象限変化を単位として調べたものの結果は、図2から推定できるものとすべて合致していた。

以上から象限変化の道筋には規則性があり、秩序運動のパターンを客観的に認識し記述できることが明らかになった。得られた秩序運動は表1のように四つのパターンに集約される。

5. 組織構造の基本パターン

組織構造の基本パターンである前述の四つのパター

ンについてその特徴や性質を次に調べる。各パターンを代表する乱流諸量の変動波形はそれぞれのパターンの変動波形のアンサンブル平均から求まる。このプロセスは、乱流諸量を $Q(\tau)$ とすると次式で表される⁽⁹⁾。

$$Q'(\tau) = Q(\tau) - \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} Q(\tau') d\tau' \dots\dots\dots (1)$$

$$\langle Q'(\tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N Q' \left(\frac{\Delta T_{i,n}}{\Delta T_i} \tau + \tau_n \right) \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 T は積分区間、 N は第 i 象限の現象の起きた回数、 τ_n は第 i 象限の現象の開始時刻、 τ は τ_n からの経過時刻、 $\Delta T_{i,n}$ は各回ごとの第 i 象限の継続時間、 $\overline{\Delta T_i}$ は $\overline{\Delta T_i} = (1/N) \sum_{n=1}^N \Delta T_{i,n}$ を表す。積分区間 T は既報⁽⁹⁾と同じ値を用いた。図3はこのようにして得た結

表1 秩序運動の基本パターン

Pattern	Quadrant Sequence
1	[4]-[1]-[2]-[1]-[4]
2	[4]-[1]-[2]-[3]-[4]
3	[4]-[3]-[2]-[3]-[4]
4	[4]-[3]-[2]-[1]-[4]

図3 組織構造の基本パターン ($y^+ = 7.57$)

果の一例である。速度と温度の変動はそれぞれの実効値で無次元化した値で示されている。また時間 τ は中心速度 $\bar{U}_c$ と排除厚さ δ^* で無次元化してある。図中の $\langle \bar{u}^2 \rangle$, $\langle \bar{t}^2 \rangle$ は局所等方性とテイラーの仮説から求まる速度と温度の散逸 $\langle (\partial u' / \partial \tau)^2 \rangle$ および $\langle (\partial t' / \partial \tau)^2 \rangle$ である⁽¹⁰⁾。 $\langle \bar{u}^2 \rangle$, $\langle \bar{t}^2 \rangle$ は両者が図でほぼ同じ値になるように、適当な各パターン共通の値でそれぞれ無次元化されている。

各パターンの $\langle u' \rangle$, $\langle v' \rangle$, $\langle t' \rangle$ の変化には明らかな特徴があり、乱流熱輸送の様子も各パターンで異なっている。重要な特徴を挙げると：パターン1とパターン3の $\langle u' \rangle$ と $\langle v' \rangle$ はパターンの中点に対してほぼ左右対称である；パターン2とパターン4の $\langle u' \rangle$ と $\langle v' \rangle$ は左右非対称となり、 $\langle u' \rangle$ の振幅はパターン2では始めの4象限で大きく、パターン4では逆に終わりの4象限が大きい；乱流熱輸送はスweepとエジェクション時にそのほとんどが起こっており、なかでもパターン4で最も大きくなる；速度と温度乱れの散逸は、ともにエジェクションからスweepへ移行 ([2] → [4]) する際のインタアクションで主に起こる。

以上明らかとなった組織構造の基本パターンの特徴について若干の補足をしておく。パターン4における $\langle u' \rangle$ の形は、緩減速・急加速というバーストの特徴をよく表しており、Wallaceらのパターン認識法⁽¹⁸⁾によって得られた結果に対応している。また $\langle u' \rangle$ の急加速に対応して $\langle t' \rangle$ は急こう配で下がり Chen-Blackwelder⁽¹⁹⁾によって報告されたバーストと関連の深い温度フロントとも対応している。一方、散逸はエジェクション時に最小となる。しかし、 $\langle u' \rangle$, $\langle t' \rangle$ のこう配が零になる付近でもその値をもつことから、合成された波形 $\langle u' \rangle$, $\langle t' \rangle$ には、組織構造にあまり関係のない高周波の小さな乱れは、アンサンブル平均によって消えていることを示している。さらに散逸の分布形は各パターンによってあまり変化はなく、散逸に寄与する高い周波数成分は、パターンによらずかなり普遍的な性質をもっていることがわかる。

6. 秩序運動の渦構造

5章で明確になった秩序運動の基本パターンの特徴をより深く論ずるために、それらの渦構造を次に調べる。まず、2方向速度乱れの合成波形 $\langle u' \rangle$, $\langle v' \rangle$ から速度ベクトルの時間的変化が得られるので、これをテイラーの仮説を用いて空間的变化に変換する。次に観測者の移流速度 U_0 を適当に定め、速度ベクトル $\bar{u}$ を次式により変換する。

$$\bar{u} = \{\langle u' \rangle + (\bar{U} - U_0)\} i + \langle v' \rangle j \dots\dots\dots (3)$$

ここで $\bar{U}$ は局所の平均流速を、また i, j は単位ベクトルを表す。 y 方向に異なる位置で得られた同一パターンの速度ベクトル線図を、それぞれの y の位置に従い並べると、ある移流速度で動く観測者から見たそのパターンの空間的構造を明らかにできる。ただし、 y 方向に異なる2点で同一のパターンの流れになっていることを実験的に前もって確認しておく必要がある。これを調べるために、 $y^+ = 28.8$ の位置にI形熱線置き、その真上 $y^+ = 57.5$ にV形熱線を2本組合せたX形プローブを置いて、2点同時測定を行った。X形プローブを検出プローブとして用い、その検出信号をトリガにして、各パターンについてI形熱線で得られた軸方向速度 u のアンサンブル平均 $\langle u' \rangle$ を求めた。得られた波形は、X形プローブで検出した $\langle u' \rangle$ と同じ特徴をもっており、異なる位置で同じパターンになっていることが確認された。また y 方向に異なる3点 (間隔 $\Delta y^+ \approx 40$) で軸方向速度 u を同時測定して、同一パターンが発生していることも確認した。

そこで式(3)より $y^+ = 37.8$ の平均流から見た壁領域の各パターンの渦構造を求め、図4に示した。 $\bar{u}$ は摩擦速度で無次元化されている。明らかに図3から想像される以上に様子は異なっている。各パターンの特徴をあげて比較すると、まず、パターン1では壁面近傍に小さなスケールの渦があり、それより上流の流体は、壁面に向かって小さな角度で侵入してきた流れを突き抜けるようにして外側へ放出されている。パターン2では、パターン1で見られた小さな渦は少しスケールを増し、外側へ向かう動きは全体に緩やかになっている。エジェクションとスweepは上流の狭い範囲で強く干渉し、図3(b)で見られるように散逸が大きくかつ鋭い分布形をなす原因となっている。また上流から壁面に向かってきた流れは、壁近くではパターン1より深い角度で壁面に侵入してきている。一方、パターン3では、 $y^+ \approx 70$ を中心にスケールの大きな渦があり全体の構造を支配している。上流でのスweepとエジェクションの干渉の仕方は、パターン2に類似している。しかし渦の下流の壁近傍では、パターン1, 2とはかなり異なった様子をしている。パターン4においても、パターン3と同じようにスケールの大きな渦が $y^+ \approx 70$ を中心にして存在している。このパターンで特徴的なのは、渦の下流にある流体が壁面のごく近傍まで侵入し、そこにある流体を巻き込むようにして、強い渦運動で外側へ運ばれていることである。上流のスweepは壁面近傍でパターン2, 3より角度は小さく、壁面に沿うような流れになっている。また、これとエジェクションの干渉はかなり広い範囲にわたっ

ており、図3(d)の散逸の分布形の原因を説明している。

次に壁から離れた領域の特徴を調べるために、観測者の移流速度を $U_o = 0.8 \bar{U}_c$ とした場合の渦構造を求

図4 基本パターンの渦構造 ($U_o = 0.64 \bar{U}_c$)

め、図5に表した。ここではパターン1とパターン4を中心にしてその特徴を述べる。パターン1には壁面近傍の図4においては見ることのできない非常に大きなスケールの渦が $y^+ \approx 110$ を中心にして存在している。図4から明らかになったように、壁近傍にも小さな渦がある。このような二重の渦構造は、Offen-Kline⁽²⁰⁾によって提示されたバーストの繰返し過程を説明するモデルとよく対応している。彼らのモデルは、直前に終了したバーストにより壁近傍に小さな渦が形成され、その渦はスケールを増しながら徐々に壁から離れていき、ついにブレイクアップ (breakup) に至るというものである。つまり本研究で得られた基本パターンは、全く独立した現象と言うより、バースティングという一連の現象の発達過程を表していると考えることができる。特にパターン4では強いエジェクションを伴った活発な運動が観察されることから、バースティングの最終段階であるブレイクアップに相当するものと見なせる。図5(b)に示したパターン4にはエジェクションの下流にかなり大きなスケールの横渦の下側が観察される。これは Praturi ら⁽²¹⁾が観測したエジェクションに先行して現れる横渦に対応するものと考えられる。また各パターンを通して見られる渦構造は、Head-Bandyopadhyay⁽²²⁾が報告している低レイノルズ数流れに見られる馬てい形渦の先端に対応している

図5 基本パターンの渦構造 ($U_o = 0.8 \bar{U}_c$)

とも考えられるが、現段階では断言できない。

以上、図4、5から組織構造の基本パターンは、パースティングという一連の現象の構成要素であり、なかでもパターン4が、強いエジェクションを伴う重要なパターンであることが明らかとなった。最近、可視化から識別されたエジェクションが、既存のどの検出関数を用いれば最も高い確率で抽出できるかを調べた研究⁽²³⁾が報告されているが、その結論は四象限分類法が最も優れているというものである。本研究で用いた検出方法の考え方は、従来の四象限分類法とは本質的に異なるが、現象を u - v 平面上で分類するという点では同じである。さらに本研究で得られた結果と可視化によるものとの対応がよくとれていることから、本検出方法の妥当性と信頼性は裏付けされている。

7. 組織構造と熱輸送

組織構造の基本パターンの細部が明らかになったの

で、最後にこれらの基本パターンの流動と熱輸送とがどのように関連しているかを調べる。まず組織構造の基本パターンから秩序運動の大きさと方向を表す速度ベクトル u' を次式により求めた。

$$u' = \langle u' \rangle i + \langle v' \rangle j \dots\dots\dots (4)$$

次にこれと対応して乱流熱輸送の大きさと性質を表す乱流熱流束ベクトル q' を次式により求めた。

$$q' = \langle u' t' \rangle i + \langle v' t' \rangle j \dots\dots\dots (5)$$

乱流熱流束ベクトルは運動の方向を記述していない(例えば、 $v > 0, t > 0$ と $v < 0, t < 0$ は同じ方向となる)ので、乱流運動との対応関係を調べるには速度ベクトル線図を併用する必要がある。無次元速度ベクトル $u (= u'/u_*)$ および無次元乱流熱流束ベクトル $q (= q'/u_* t_*)$ の y 方向に対する変化を各パターンごとに図6に示した。また流れ方向のスケール ϵ はテイラーの仮説を用いて定めた。横軸の零がパターンが検出された最初の点である。図6から明らかに、各パターン

図6 秩序運動とそれに伴う熱輸送

の空間的長さは管断面全域でほぼ同程度である。ただし管中心軸付近では、反対側の壁の影響を受ける⁽⁸⁾⁽²⁴⁾ことによりパターン認識の精度が落ちるので、図6にはこの領域のベクトル線図は載せていない。各パターンの秩序運動は、6章でも述べたように合成された波形(図3)から予想される以上に異なっている。例えばパターン2のエジェクションは上方へ拡散するように起きているが、パターン4では一方向に集中して発生している。また下流のスイープからエジェクションへ移行する流れは、パターン1とパターン2では壁方向に小さい角度で集中して起きている。これに対してパターン3とパターン4では、大きな角度で壁に突き当たるような流動となっていることが重要な特徴となっている。

このような各パターンによる流動の違いは、乱流熱輸送の様子に大きな影響を及ぼしている。乱流熱流束ベクトルから、パターン1ではエジェクション時に $\langle -u'v' \rangle$, $\langle v'l' \rangle$ ともに小さく、スイープ時にはかなり大きいことがわかる。パターン2では壁近くにおいて下流のスイープ時に $\langle -u'v' \rangle$ は大きい、壁から離れて $y^+ > 40$ になると $\langle -u'v' \rangle$ が小さくなるため、乱流熱流束ベクトルは上方に立ったような形をしている。このパターンが起きているときには乱流熱流束ベクトルの間欠性は強くない。パターン3ではエジェクション時の $\langle -u'v' \rangle$ が大きいこと、そして上流の壁向きインタクション時に $\langle -u'v' \rangle$ および $\langle v'l' \rangle$ が負の値になっていることが特徴的である。パターン4では全般に大きな熱輸送が発生しており、特にエジェクション時の $\langle v'l' \rangle$ がほかより大きい。また乱流熱流束ベクトルは非常に間欠的である。

これらの結果を図4と対応させてみると渦構造と熱輸送の関係がよく理解できる。例えば、壁に向かって浅い角度で侵入してくるスイープ時に $\langle -u'v' \rangle$ は大きい、逆に深い角度の場合は小さい(図3も参照)。また図4(d)より、壁面に近づいた流体がそのまま外へ移動する強いエジェクションが存在するパターン4で $\langle v'l' \rangle$ が非常に大きいことから、壁面で暖められた流体が、このパターンで主に外へ輸送されることがわかる。逆に、このような運動で上昇した流体がすぐ壁方向へ戻される運動が存在するパターン3では、 $l' > 0$, $v' < 0$ となるために、この領域で $\langle v'l' \rangle$ は負になり、伝熱が抑えられる。

8. 結 言

組織構造の認識と記述に客観性をもたせた解析によ

り、伝熱面近傍の秩序運動と熱輸送の関係を調べ、次の結果を得た。

(1) 伝熱管内の組織構造は、四つのパターンの基本秩序運動で記述できる。

(2) レイノルズ応力および乱流熱流束の生成にはスイープとエジェクションが大きな役割をするが、各パターンでその程度は異なる。

(3) 速度と温度の散逸は、どのパターンでもエジェクションからスイープへ移行するときの流れのかく乱によって主に発生する。

(4) 組織構造の基本パターンの渦構造が明らかになった。これらは可視化によって得られている結果とも対応している。

(5) 秩序運動の渦構造と熱輸送には密接な関係がある。特にパターン4の流動が重要で、最も大きな乱流熱輸送を起こす。

文 献

- (1) Kline, S. J., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, 30-4 (1967), 741.
- (2) Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 37-1 (1969), 1.
- (3) Kim, H. T., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 50-1 (1971), 133.
- (4) 菱田・長野, 機論, 47-413, B (昭56), 50.
- (5) 菱田・ほか2名, 機論, 43-365 (昭52), 225.
- (6) 菱田・長野, 機論, 52-479, B (昭61), 2595.
- (7) 菱田・ほか2名, 機論, 52-479, B (昭61), 2601.
- (8) 菱田・ほか2名, 機論, 50-453, B (昭59), 1285.
- (9) 菱田・ほか3名, 機論, 50-450, B (昭59), 537.
- (10) 長野・ほか3名, 機論, 51-462, B (昭60), 663.
- (11) Subramanian, C. S., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, 123 (1982), 335.
- (12) 入谷・ほか2名, 機論, 48-435, B (昭57), 2284.
- (13) 入谷・ほか2名, 機論, 51-470, B (昭60), 3092.
- (14) Hishida, M., ほか2名, *Proc. 8th Int. Heat Transf. Conf.*, 3 (1986), 925.
- (15) 菱田・ほか2名, 機論, 44-377 (昭53), 126.
- (16) 菱田・ほか3名, 機論, 46-408, B (昭55), 1467.
- (17) Lu, S. S. and Willmarth, W. W., *J. Fluid Mech.*, 60-3 (1973), 481.
- (18) Wallace, J. M., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 83-4 (1977), 673.
- (19) Chen, C. -H. P. and Blackwelder, R. F., *J. Fluid Mech.*, 89-1 (1978), 1.
- (20) Offen, G. R. and Kline, S. J., *J. Fluid Mech.*, 70-2 (1975), 209.
- (21) Praturi, A. K. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 89-2 (1978), 251.
- (22) Head, M. R. and Bandyopadhyay, P., *J. Fluid Mech.*, 107 (1981), 297.
- (23) Bogard, D. G. and Tiederman, W. G., *J. Fluid Mech.*, 162 (1986), 389.
- (24) Sabot, J. and Comte-Bellot, G., *J. Fluid Mech.*, 74-4 (1976), 767.

討 論

〔質問〕 笠木 伸 英 〔東京大学工学部〕

(1) 質問者の私見では⁽¹³⁾(付1), 本報で主にデータを示されている $y^+ = 7.57$ の点は主流方向の非定常な縦渦の下部に位置していて, 極めて明確な組織構造が存在し, 又プローブ測定での個々のパターンのばらつきは主として構造のスケールのばらつきと揺動(meandering)によるものと考えている。そこで, 図3の各パターンは, 基本的には構造のスパン方向の通過位置と観測位置の相対的相違によるもので, $4 \rightarrow 2 \rightarrow 4$ 象限の変動を引起す実質的には同一の乱流構造を示しているものではなからうか。

(2) 式(2)の個々の $\Delta T_{i,n}$ の確率密度分布は興味ある情報と考えられるが, 知見があればご教示願いたい。

(3) 図4, 5, 6の結果に対していくつかの渦運動の存在を指摘されているが, 元来渦運動は観測座標の移動速度に近い対流速度をもつものが見え易いので, 乱流のような様々な渦運動を有する流れでは注意が必要である。その点から, 図4, 5, 6は観察領域が広すぎないか。

〔回答〕 (1) 壁面の極く近傍の現象のみに限定すれば, 御指摘にあるような壁面に近接して交互に存在する高速縞と低速縞が揺動するというモデルでも, $4 \rightarrow 2 \rightarrow 4$ という象限の変化は説明できる。しかし本論で述べたように $y^+ = 7.57$ の底層近傍だけでなく, 緩和層はもちろん, 壁から離れた対数領域及び外層領域でも図2と同じ明確な規則性が認められた。また4つの基本秩序運動は図3, 4, 6で示したように互いに異なった性格を持っているので, これらが単に $4-2-4$ の間にインターアクションが入った同じ構造であるとは考え難い。すなわち, 本研究で認識された基本秩序運動は, パースティングのような壁面近傍で発生し y

方向にかなりの大きさを持った組織的流動であり, その発達段階が基本的には4つのパターンで代表されるところと考えた方が得られた結果を全般的に説明し易い。また, 図4, 5の結果が $x-y$ 断面における可視化の結果⁽²⁰⁾⁽²¹⁾とも良く対応していることから, 本検出方法は組織構造を的確に抽出しているものと考えている。なお, 壁面近傍の流動については, 質問者のご研究とも今後明確な整合性をとらせたいと思っている。

(2) 基本パターンそれぞれに対して得られた $\Delta T_{i,n}$ の確率密度分布は, パターン, 象限の違いによらず対数正規分布で近似できる。また, パターン別の各象限の平均値は既報⁽⁴⁾で示した全時間平均値 $\Delta \bar{T}_i$ とほぼ一致している。基本パターン以外に対しては十分なサンプル数がないこともあり検討はしていない。

(3) 図4, 5, 6で示された観察領域は, 検出された各パターンの空間的な広がりから自動的に定まるものである。図4は壁近くの領域の様子を明らかにするために選ばれた移流速度に対するものであり, その空間的スケールは回答(1)でも述べたように可視化の結果⁽²⁰⁾及びLESの結果を解析した例^(付2)と良く一致している。また観測者の移流速度を中心速度の0.8倍にした図5では, 渦構造のスケールは図4のものより大きくなって, この領域に注目した可視化実験^(付3)により得られた渦構造の中心位置及びその空間スケールと非常に良く一致している。検出された渦の個々のスケールは一定ではないが, 平均的に観察される渦のスケールは, プローブ測定としては従来の研究と比較して本研究が最も可視化結果に近いものを定量化したと考えている。

(付2) Kim, J. and Moin, P., *J. Fluid Mech.*, 162 (1986), 339.

(付3) Nychas, S. G., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 61 (1973), 513.

(付1) 笠木・ほか2名, 機論, 51-467, B (昭60), 2272.