管内の乱流伝熱の組織的構造*

菱田 幹雄**, 長野 靖尚**
田川 正人***, 宮川 晴光****Turbulent Heat Transfer Associated with Coherent Structures
in Fully Developed Pipe Flowby Mikio HISHIDA, Yasutaka NAGANO,
Masato TAGAWA, and Harumitsu MIYAKAWA

Turbulent heat flux and Reynolds stress fluctuations in fully developed pipe flow have been measured by employing the combined cold wire and V-shaped hot wire anemometry technique, and then conditionally sampled and averaged. Instantaneous turbulent heat transfer is strongly associated with and dominated by the coherent turbulent structures, and thus the inherent intermittency of turbulent heat transport process is the consequence of the intermittent coherent motion near the wall. Conditionally averaged patterns of velocity, temperature and relevant turbulent heat flux fluctuations are obtained by analyzing the amplitude, mean period and duration of coherent motions. These recognized patterns reveal how the turbulent heat transfer is affected by four distinct types of coherent motions originating in the wall region and extending through a greater part of the pipe section.

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

1. 緒 言

壁面乱流における伝熱機構を解明するには、壁面の底層近くの乱流熱流束の挙動およびそれとレイノルズ応力との関連を知ることが非常に重要である⁽¹⁾。底層近傍は乱流の組織的な構造が最も支配的となる領域であり⁽²⁾⁽³⁾、乱流熱輸送にも類似の組織的な構造が存在することが期待されるが、測定が困難なことも原因して実験が少なく⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾、その詳細についてはいまだにあまり分かっていない。

本研究は壁面乱流の性格を左右している伝熱面近傍の組織的な乱流構造と乱流熱輸送の関連を、条件付サンプリングと条件付平均を行い、実験的に調べたものである。その結果、得られた定量的な組織的構造の特性値をもとにして、速度と温度の変動をレイノルズ応力と乱流熱流束の変動と併せて条件付アンサンブル平均し、乱流伝熱の典型的なパターンを明らかにした。

2. 記 号

H : 条件付サンプリングの数値
 r_0 : 伝熱管の半径
 $\bar{T}_j$: 現象の平均周期
 $\Delta \bar{T}_j$: 現象の平均継続時間
 t : 温度乱れ
 $\bar{U}_c$: 管中心の流体速度
 u, v : 軸方向および壁面に垂直方向の速度乱れ
 u_* : 摩擦速度
 y : 管壁より半径方向への距離
 y^+ : 無次元距離 $= u_* y / \nu$
 δ^* : 排除厚さ
 γ_j : 現象の間欠係数
 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⁽¹⁾⁽⁵⁾と同じもので、内径 45.68 mm の壁温一定 (99.8°C) の伝熱管内の空気流で、伝熱管入

* 昭和 58 年 11 月 21 日 第 922 回講演会において講演、原稿受付 昭和 58 年 5 月 9 日。

** 正員、名古屋工業大学 (〒466 名古屋市昭和区御器所町)。

*** 准員、名古屋工業大学。

**** 学生員、名古屋工業大学大学院。

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。速度場と温度場はともに完全に発達していて、中心速度と温度は $\bar{U}_c=17.9\text{ m/s}$ および $\bar{T}_c=43.2^\circ\text{C}$ 、また排除厚さと運動量厚さ⁽⁵⁾ はそれぞれ $\delta^*=2.16\text{ mm}$ 、 $\theta=1.23\text{ mm}$ 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⁽⁷⁾ に抵抗線を組み合わせて⁽⁸⁾ 測定した。データはレコーダに集録し、A-D 変換して大形計算機(FACOM M-200)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 である。

4. 実験結果およびその考察

4.1 組織的構造の乱流熱流束への寄与 壁面乱流を支配している組織的構造の流動形態は、 u 、 v 平面の各象限に対して表 1 のように分類される⁽²⁾。それに対応する u 、 t 平面と v 、 t 平面の分類を同表に示したが、速度乱れと温度乱れの相互の相関係数が 1 とはならないので⁽¹⁾、 u 、 v 平面と他の平面との対応は近似的である。そこで以下の条件付サンプリングにおいては、 u 、 v 平面で分類した流動形態には添字 i を、また u 、 t および v 、 t のそれぞれの平面で分類したものは添字 j を付けて区別することにする。

u 、 v 平面の四つの象限に分類された各現象が、乱流熱流束の時間平均値に寄与する割合は、前報⁽²⁾で求めたレイノルズ応力への寄与率と同様にして次式で求められる。

$$\frac{(\overline{ut})_i}{\overline{ut}} = \frac{1}{\overline{ut}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(\tau)t(\tau)L_i(\tau, H)d\tau, \quad (i=1, 2, 3, 4) \quad (1)$$

ここで検出関数 $L_i(\tau, H)$ は

$$L_i(\tau, H) = \begin{cases} 1 : u, v \text{ 平面の第 } i \text{ 象限で} \\ |uv| > H\sqrt{u^2}\sqrt{v^2}, \\ 0 : \text{それ以外のとき} \end{cases} \quad (2)$$

$(\overline{vt})_j/\overline{vt}$ についても前式と同様に表される。

数居値 H を変えたそれぞれの寄与率の結果を、図 1 に示した。乱流の熱輸送はイジェクション($i=2$)とスイープ($i=4$)で代表される組織的構造により支配

されていることが分かる。管中心部以外では $H > 1.5$ [すなわち $|uv(\tau)| > 1.5\sqrt{u^2}\sqrt{v^2}$] の振幅の乱流運動に基づく熱輸送はイジェクションとスイープ時のみであり、インタクション時の乱流伝熱は存在しない。また、イジェクションとスイープ時の図 1 の乱流熱流束の振幅分布がレイノルズ応力の場合⁽²⁾とよく似ていることから、熱流束の変動振幅はレイノルズ応力の変動振幅 H でほぼ定まると見なすことができる。

次に組織的構造の各象限で造られる乱流熱流束の半径方向の変化を、 $H=0$ の場合について図 2 に示した。断面内の広い範囲にわたり、イジェクションにより壁領域から高温流体が放出されて起こる熱輸送が最

図 1 組織的構造の全乱流熱流束への寄与

表 1 各平面で分類された流動と熱輸送の形態

Quadrant	U,V Plane	U,t Plane	v,t Plane
1	$\{uv\}_1 < 0$ $u > 0, v > 0$ Outward Interaction	$\{ut\}_1 < 0$ $u > 0, t > 0$ Interaction	$\{vt\}_1 > 0$ $v > 0, t > 0$ Ejection
2	$\{uv\}_2 > 0$ $u < 0, v > 0$ Ejection	$\{ut\}_2 > 0$ $u < 0, t > 0$ Ejection	$\{vt\}_2 < 0$ $v < 0, t > 0$ Interaction
3	$\{uv\}_3 < 0$ $u < 0, v < 0$ Wallward Interaction	$\{ut\}_3 < 0$ $u < 0, t < 0$ Interaction	$\{vt\}_3 > 0$ $v > 0, t < 0$ Sweep
4	$\{uv\}_4 > 0$ $u > 0, v < 0$ Sweep	$\{ut\}_4 > 0$ $u > 0, t < 0$ Sweep	$\{vt\}_4 < 0$ $v > 0, t < 0$ Interaction

も大きい、伝熱面のごく近くでは乱流コア部の温度の低い流体がスイープ運動によって伝熱面近傍へ運ばれることによる熱移動の割合が多くなっている。これはレイノルズ応力が壁面近傍ではスイープで、また壁から離れた領域ではイジェクションにより最も多く生成される⁽²⁾こととよく対応している。図1, 2からイジェクションとスイープによる組織的構造が乱流伝熱の発生機構そのものであることが明らかとなった。

振幅の小さい速度変動($H < 1.0$)のインタアクションは、レイノルズ応力の生成には負の寄与をしたが⁽²⁾、軸方向乱流熱流束 $\overline{ut}$ に対しては正の寄与をしている。これは温度乱れのスケールが速度のそれよりも大きい⁽¹⁾⁽⁵⁾ために、小振幅の乱流運動に t は追従しないことによるものであって、後述の条件付平均して求めた速度と温度の変動パターンによっても検証されている。なお管中心にはあらゆる方向の伝熱面近傍から放出される高温流体がイジェクション運動によって到達するために⁽¹⁾⁽²⁾、表1の各象限の区別が失われ熱輸送への寄与率はすべての象限で等しくなる。

図2 組織的構造の乱流運動に伴う乱流熱流束

4.2 組織的構造の乱流エネルギーおよび温度乱れ強度への寄与 u, v 平面で分類された各乱流運動の、乱流エネルギー $\overline{q^2} (= \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$ と温度乱れの強度 $\overline{t^2}$ への寄与率を式(1)と同様にして求め、 $H=0$ の場合の結果を図3, 4にそれぞれ表した。接線方向の速度乱れ w は測定されていないが、 $\overline{w^2} \cong (\overline{u^2} + \overline{v^2})/2$ と近似できる⁽¹⁾ことから、 $(\overline{q^2})_i / \overline{q^2} \cong \{(\overline{u^2})_i + (\overline{v^2})_i\} / (\overline{u^2} + \overline{v^2})$ で乱流エネルギーへの寄与率を評価した。乱流エネルギーと温度乱れ強度はともにイジェクションとスイープ時に大部分が造られ、両運動によるものを合算すると全体のほぼ80%に達している。しかしこれはインタアクション時の速度と温度の変動振幅が、他と比べて小さいことを示すものではない。インタアクションの瞬時の振幅はイジェクションとスイープに匹敵する大きさであり⁽²⁾、 $\overline{q^2}$ と $\overline{t^2}$ への寄与が小さいのは後述するようにその現象の継続時間が短いためである。管中心部ではすべての象限で $(\overline{q^2})_i / \overline{q^2} \cong (\overline{t^2})_i / \overline{t^2} \cong 0.25$ となり、壁領域で見られた顕著な組織的構造は失われ、速度と温度の乱れは一樣になる。

図3 組織的構造の乱流エネルギーへの寄与

図4 組織的構造の温度乱れ強度への寄与

4.3 組織的構造の間欠係数、周期および継続時間
乱流熱流束の変動が間欠的であることは既報⁽¹⁾で述べたが、前述の結果からこれは組織的構造の間欠性によるものと考えられる。そこでこの間欠性を定量的に調べるために、表1の u, v と u, t および v, t の各平面で四つの象限に分類された各現象の間欠係数 γ_j 、平均周期 $\bar{T}_j$ 、および平均継続時間 $\Delta\bar{T}_j$ を既報⁽²⁾と同様の方法で求め、お互いの関連を調べた。数値値 $H=0$ の場合の、 v, t 平面における間欠係数の管断面内の分布を、図5に示した。イジェクションとスweep運動に対応する $j=1, 3$ の間欠係数は、インタクションに相当するものの約2倍の値となっていて、組織的構造を支配しているイジェクションとスweepの出現頻度が高いことが分かる。また、イジェクションに対応する現象の間欠係数は $30 < y^+ < 600$ の管断面の広い範囲で $(\gamma_1)_{vt} \approx 0.32$ でほぼ一定であるが、この値は u, v 平面から求める速度場の組織的構造の間欠係数⁽²⁾とよく一致している。

図5 組織的構造の間欠係数

図6 組織的構造の周期および継続時間

v, t 平面上のそれぞれの現象の平均周期 $\bar{T}_j$ および平均継続時間 $\Delta\bar{T}_j$ を図6に示した。これは $H=0$ の場合の結果であり、平均周期は大振幅変動で定まるバースト周期より短い⁽²⁾、大部分の乱流伝熱が組織的な構造により発生することは裏付けされている。すなわち、

(1) v, t 平面上の各象限を支配している運動の周期は、どの象限でも同じである。

(2) 各現象の継続時間は定まっていて、インタクションの継続時間はイジェクションとスweepのそれのほぼ1/2である。

(3) これらの値は速度場の組織的構造の特性値とほぼ一致している。

以上のことから、乱流熱輸送現象の間欠性は、速度場の組織的構造の間欠性に直接起因しているものと見なすことができる。

4.4 乱流熱輸送の組織的構造の平均的パターン
4.3節までの知見から乱流伝熱の組織的構造の輪郭はほぼ明らかとなったので、次にこれらを基にして、組織的構造に伴う速度と温度の乱れおよび乱流熱流束の変動の典型的なパターンを求めてみる。大きな変動に埋もれている特定のパターンを認識するには、乱流諸量 $Q(\tau)$ の短時間平均値(移動平均値) $\bar{Q}(\tau)$ の周りの変動の様子を調べるのが最も効果的である⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。区間 T の移動平均 $\bar{Q}(\tau)$ は次式で表される。

$$\bar{Q}(\tau) = \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} Q(\tau') d\tau' \quad (3)$$

積分区間 T は、前述の組織的構造の間欠性を表す特性値に影響をおよぼさない範囲で、できるかぎり短いほうがパターン認識の精度は向上する。組織的構造の特性値が、区間 T により変化する様子の一例を図7に示した。本研究では $T=51.9 \delta^*/\bar{U}_c$ としたが、組織的構造の平均周期、平均継続時間などは4.3節で求めたものとよく一致していることを確認した。

乱流熱流束の変動の平均的なパターンを求める試みは Antonia ら⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ も行っているが、イジェクション

図7 移動平均に基づく継続時間

からスイープに移行する間のごく短時間の現象しか把握されていない。本研究では、表1の u, v 平面で分類された組織的構造により発生する乱流伝熱を調べるために、次の検出関数を用いた。

$$I_i(\tau, H) = \begin{cases} 1 : u', v' \text{ 平面の第 } i \text{ 象限で} \\ |u'v'| > H\sqrt{u'^2}\sqrt{v'^2}, \\ 0 : \text{それ以外のとき} \end{cases} \quad \dots\dots\dots(4)$$

ここで u', v' は u, v の移動平均値からの変動分である。 T が十分大きい時には式(4)は式(2)に一致する。乱流諸量の変動分 $Q'(\tau)$ の、式(4)を用いた条件付平均 $\langle Q'(\tau) \rangle$ は、次式により求められる。

$$\langle Q'(\tau) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N Q' \left(\frac{\Delta T_i}{\Delta T_i} \tau + \tau_n' \right) \quad \dots\dots\dots(5)$$

ここで 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、 ΔT_i は各回ごとの第 i 象限の現象の継続時間、 $\overline{\Delta T_i}$ は同継続時間の全時間平均値をそれぞれ表す。

条件付平均をした現象の典型的なパターンを図8に表した。この図は $H=0$ の場合であって、小振幅から大振幅に至る全現象の影響が平均的に含まれている。またそれぞれの変動値は、その実効値で無次元化した値で示されている。 $y^+=10.36$ [図8(a)] の伝熱面のごく近傍では、現象は u, v 平面で $4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ 象限の順序で発生している。 $\langle u' \rangle$ によると、イジェクションによる緩慢な減速に続いて急激な加速をもたらすスイープが発生しているが、これが典型的なバースティング現象⁽⁹⁾のパターンである。 $\langle t' \rangle$ は $\langle v' \rangle$ によく追従し、 $\langle u' \rangle$ に対しては幾分遅れていることが分かる。また乱流伝熱 $\langle -u't' \rangle$ 、 $\langle v't' \rangle$ はイジェクションとスイープで同程度に発生している。このパターンの現れる確率は約63%であったが、4・3節までに示した定量的な関係はこの平均的パターンによく対応していることが分かる。

壁から離れた領域になると、平均的パターンの様子は異なってくる。図8(b)に $y^+=395.5$ のパターンを示したが、同図の(i)は $4 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ 象限の順序で現象が発生している場合、また(ii)は $4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ 象限の順序で現象が発生している場合である。この y^+ の位置では、変動のほとんどはパターン(i)と(ii)で占められるが、その出現の確率はパターン(i)が(ii)よりも数%大きい程度でほとんど変わらない。パターン(i)と(ii)の場合を比較すると、レイノルズ応力 $\langle -u'v' \rangle$ の発生については両者の間に大きな違いはないが、乱流熱流束の発生機構には大きな差異がある。すなわち、パターン(i)では、スイープ運動により多

量の熱輸送が発生するが、イジェクション時には熱の輸送は非常に少ない。また、 $\langle -u't' \rangle$ はインタアクション時にも熱輸送があることを示している(図1, 2)。一方、パターン(ii)の場合はイジェクション時に多量の熱輸送が生じている。この時の伝熱量は、パターン(i)でスイープ運動により運ばれるものより多いことがわかる。その結果、時間平均した乱流熱輸送は、図

(a) $y^+=10.36$

(b) $y^+=395.5$

図8 組織的構造の典型的なパターン($H=0$)

図9 組織的構造のパターン($y^+=10.36$, $H=1.0$)

2で示したようにイジェクション時に発生する量がスweep時におけるものよりも少し大きくなる。Chen-Blackwelder⁽¹³⁾も報告しているが、速度の変動に対して温度の変動には遅れが生じている。図8によると、この遅れはスweepよりもイジェクションの場合のほうが大きい。

式(4)のイジェクションとスweepに対する数居値 H を変え、この乱流運動の前後に現れるインタアクションを考慮した条件付平均の一例を、図9に示した。これは図8(a)に対応するパターンで $H=1.0$ の結果である。明らかに $H=0$ の場合よりも平均周期は長くなり、イジェクションとスweepの平均継続時間も長くなっているが、インタアクションの継続時間は逆に短くなっている。更にインタアクション時のレイノルズ応力と乱流熱流束の値は、イジェクションとスweep運動によるものと比較して無視できる程度である。しかし、イジェクションとスweepの前後に現れるインタアクションは、 $\langle u' \rangle$ 、 $\langle v' \rangle$ および $\langle t' \rangle$ の振幅が大きく、組織的構造の乱流運動のパターンとしては重要で、無視することはできない。

5. 結 言

条件付サンプリングと条件付平均を行うことにより、管内乱流の熱輸送と組織的乱流構造との関係を調べた。パターン認識法を用いることにより、乱流伝熱の基本的な性質が明らかとなった。得られた結果は以下のように要約される。

(1) 乱流伝熱の間欠性は、乱流の組織的構造の間欠性によるものであり、これらの平均周期、平均継続時間および間欠係数を明らかにした。

(2) 乱流の熱輸送は、管断面の広い範囲で、イジェクション運動により高温流体が壁領域から放出されることにより発生するものが最も多い。

(3) 伝熱面へ近づくに従って、スweep運動により乱流コア部の低温流体が運ばれてくることによる熱移動が多くなる。

(4) 組織的構造を支配している乱流運動が発生してから、それに伴う乱流伝熱が発生するまでには少しの遅れが生ずる。その結果、インタアクション時にも熱輸送が発生する場合がある。

(5) 乱流伝熱の組織的構造の典型的なパターンを明らかにした。伝熱面近傍のパターンはほぼ一義的に定まるが、壁から離れた領域では二つの異なったパターンが同程度の頻度で現れる。

(6) 大振幅の流動に伴う乱流伝熱は、イジェクションとスweep運動による。これはインタアクションの継続時間が短くなるからであり、速度と温度の変動振幅はインタアクション時でも小さくはない。

文 献

- (1) 菱田・ほか2名, 機講論, No. 830-3 (昭58-3), 102.
- (2) 菱田・長野, 機論, 47-413, B (昭56), 50.
- (3) Hirata, M., ほか3名, *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, 1 (1982), 31.
- (4) Perry, A. E. and Hoffmann, P. H., *J. Fluid Mech.*, 77-2 (1976), 355.
- (5) 菱田・ほか2名, 機論, 44-377 (昭53), 126.
- (6) 入谷・ほか2名, 機論, 48-435, B (昭57), 2284.
- (7) 菱田・ほか3名, 機論, 46-408, B (昭55), 1467.
- (8) 菱田・ほか2名, 機論, 43-365 (昭52), 225.
- (9) Wallace, J. M., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 83-4 (1977), 673.
- (10) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, 76-1 (1976), 89.
- (11) Antonia, R. A., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, 121 (1982), 123.
- (12) Subramanian, C. S., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, 123 (1982), 335.
- (13) Chen, C.-H. P. and Blackwelder, R. F., *J. Fluid Mech.*, 89-1 (1978), 1.